

Napfoltmozgások és -eloszlások kapcsolata szoláris sebességterekkel

Doktori (PhD) értekezés

Muraközy Judit

okleveles fizikus

ELTE TTK Fizika Doktori Iskola

mb. vezetője: Dr. Palla László egyetemi tanár

Részecskefizika és csillagászat program

programvezető: Dr. Csikor Ferenc egyetemi tanár

témavezető: Dr. Ludmány András kandidátus

MTA CsFK CsI Napfizikai Obszervatóriuma

Debrecen

2013

Tartalomjegyzék

| | |
|-----------------------------------------------------------------------|-----------|
| Ábrák jegyzéke | 7 |
| Előszó | 10 |
| 1. Bevezetés | 11 |
| 1.1. Mágneses aktivitási jelenségek | 11 |
| 1.1.1. Aktív vidékek, foltcsoportok | 11 |
| 1.1.2. Ciklikus működés | 12 |
| 1.2. Mozgástípusok a nap konvektív rétegében és a felszínen | 15 |
| 1.2.1. Differenciális rotáció a felszínen és a mélyben | 15 |
| 1.2.2. Torziós oszcilláció | 16 |
| 1.2.3. Meridionális áramlás | 18 |
| 1.2.4. Konvektív áramlások | 20 |
| 1.3. A mágneses terek és áramlások kapcsolatrendszere | 22 |
| 1.3.1. A szoláris dinamómechanizmus | 25 |
| 1.3.2. Fluxuscsövek felszínre emelkedése | 26 |
| 2. Vizsgálati anyagok | 27 |
| 2.1. Debrecen Photoheliographic Data | 27 |
| 2.2. Greenwich Photoheliographic Results | 29 |
| 2.3. SOHO/MDI Debrecen Data | 30 |
| 2.4. Solnechnye Dannye | 30 |
| 2.5. Adatok kalibrációja | 32 |
| 3. Saját eredmények bemutatása | 35 |
| 3.1. Torziós oszcilláció és a napfoltok | 35 |
| 3.2. Coriolis-hatás és napfoltok | 40 |
| 3.3. Előrejelzések a 24. ciklusra | 48 |

TARTALOMJEGYZÉK

| | | |
|-----------|-----------------------------------------------------------------------|------------|
| 3.3.1. | Foltmentes napok száma mint ciklus előrejelző mennyiség | 49 |
| 3.3.2. | Kezdőszélesség és a ciklus profilja mint ciklus előrejelzők | 52 |
| 3.4. | Észak-déli aszimmetria | 61 |
| 3.5. | Foltcsoportok fejlődése és morfológiája | 72 |
| 4. | A kapott eredmények áttekintő tárgyalása | 85 |
| 4.1. | Évszázados időskála | 85 |
| 4.2. | Évtizedes időskála | 89 |
| 4.2.1. | Torziós oszcilláció | 89 |
| 4.2.2. | Foltcsoport-dőlésszögek | 90 |
| 4.3. | Néhány éves időskála | 91 |
| 4.4. | Félhavi időskála | 93 |
| 4.4.1. | Foltcsoportok fejlődése | 94 |
| 4.4.2. | Foltcsoportok struktúrája maximális állapotukban | 96 |
| 4.5. | Néhány napos időskála | 98 |
| | Összefoglalás | 102 |
| | A dolgozat alapját képező publikációim | 104 |
| | Irodalomjegyzék | 114 |
| | Köszönetnyilvánítás | 115 |
| | Rövid összefoglaló | 116 |
| | Short summary | 117 |

Ábrák jegyzéke

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1. NOAA 5060. aktív vidék a DPD-ből | 12 |
| 1.2. Napfolt-relatívszámok változásai | 13 |
| 1.3. Foltcsoportok szélességi eloszlása | 14 |
| 1.4. A szögsebesség szélességfüggése | 15 |
| 1.5. A differenciális rotáció mélységfüggése | 16 |
| 1.6. Torziós sávok helyzete a Nap felszínén | 17 |
| 1.7. Torziós sávok a Mount Wilson-i észlelések alapján | 18 |
| 1.8. Meridionális áramlás a felszínen és a konvektív zónában | 19 |
| 1.9. Meridionális áramlás szélesség- és időfüggése | 20 |
| 1.10. A nagy szállítószalag sebessége 1996-2010 között | 20 |
| | |
| 2.1. Részlet a Debrecen Photoheliographic Data (DPD) napfoltkatalógusból. . . | 28 |
| 2.2. Részlet a Greenwich Photoheliographic Result (GPR) napfoltkatalógusból. | 29 |
| 2.3. Részlet a SOHO/MDI Debrecen Data (SDD) napfoltkatalógusból. | 30 |
| 2.4. Részlet a Solnechnye Dannye (SD) napfoltkatalógusból | 31 |
| 2.5. Havi foltcsoportszámok | 32 |
| 2.6. A három katalógus havi foltcsoportszám adatai | 33 |
| | |
| 3.1. Mount Wilson-i mágneses- és sebességmérések | 37 |
| 3.2. A torziós sávok és a napfolt eloszlások kapcsolata | 38 |
| 3.3. A torzió egy lehetséges magyarázata az északi féltekére | 39 |
| 3.4. Belső torziós sávok 1996-1999 között | 39 |
| 3.5. Korrelációs együtthatók szélességi eloszlása a DPD alapján | 43 |
| 3.6. Korrelációs együtthatók szélességi eloszlása a GPR alapján | 43 |
| 3.7. Korrelációs együtthatók szélességi eloszlása az 1986-1998 évekre | 44 |
| 3.8. Korrelációs együtthatók szélességi eloszlása a 18. és 19. ciklusokra | 44 |
| 3.9. Korrelációs együtthatók időbeli eloszlása és a ciklus alakjának kapcsolata . | 45 |
| 3.10. Éves napfoltrelatívszámok és az általam vizsgált foltcsoportok száma . . . | 45 |

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 3.11. A 12–23. ciklusok ISSN/foltcsoportszám hányadosainak változásai | 48 |
| 3.12. Félgömbi foltmentes napok száma a minimum utáni egy évben | 50 |
| 3.13. Foltmentes napok száma a minimum utáni egy évben | 50 |
| 3.14. Foltmentes napokon alapuló eljárás megbízhatóságát ellenőrző diagramok . | 51 |
| 3.15. A 12–20. ciklusok foltcsoportjainak szélességi eloszlása | 53 |
| 3.16. A 22–24. ciklusok foltcsoportjainak szélességi eloszlása | 53 |
| 3.17. Havi átlagszélességek a 12. ciklusra | 54 |
| 3.18. Kapcsolat a 12–23. ciklusok amplitúdója és FWHM/2 értéke között | 55 |
| 3.19. Gauss-függvénnyel illesztett cikluszörbék | 56 |
| 3.20. Becslések a 24. ciklus amplitúdójára | 57 |
| 3.21. ISSN–foltcsoportszám összehasonlítás | 58 |
| 3.22. Foltcsoportokban lévő foltok számának időbeli fejlődése | 59 |
| 3.23. Foltcsoportok kompaktsága | 60 |
| 3.24. Aktivitás az északi és a déli félgömbön a GPR, SD és DPD alapján | 61 |
| 3.25. Félgömbi ciklusok és súlypontjaik | 63 |
| 3.26. A félgömbi ciklusok különbségei | 63 |
| 3.27. Félgömbi ciklusok súlypontjainak fázis- és intenzitás-különbsége | 64 |
| 3.28. A normált aszimmetria-index időfüggése | 65 |
| 3.29. Észak-déli aszimmetria különböző adatsorokon | 66 |
| 3.30. Átlagos ciklusprofil | 68 |
| 3.31. Az eltolódás mértékének és az aszimmetria-index változásának kapcsolata . | 69 |
| 3.32. Ciklusonkénti átlagos dőlésszögek az északi és a déli féltekén | 70 |
| 3.33. Foltcsoportok területnövekedési rátája | 73 |
| 3.34. Foltcsoportok vezető–követő részeinek távolsága | 73 |
| 3.35. Foltcsoportok hosszirányú elmozdulásai | 74 |
| 3.36. Foltcsoportok hosszirányú elmozdulásainak átlagai | 75 |
| 3.37. Vezető–követő részek foltszám-foltterület aszimmetria-indexei | 77 |
| 3.38. Foltcsoportok vezető–követő részeinek időprofiljai | 78 |
| 3.39. A vezető–követő részek maximális területei és azok ideje közötti kapcsolat | 79 |
| 3.40. Foltcsoportok vezető–követő részeinek analitikus növekedési rátája | 79 |
| 3.41. Vezető–követő paraméterek területfüggései | 80 |
| 3.42. Pozitív/negatív dőlésszögek félgömbönként | 82 |
| 3.43. Foltcsoportok dőlésszögeinek szélességfüggése | 82 |
| 3.44. Foltcsoportok dőlésszögeinek szélesség és ciklus fázis szerinti eloszlása . . | 83 |
| 3.45. Foltcsoportok dőlésszögeinek szélességi eloszlása | 84 |

ÁBRÁK JEGYZÉKE

| | |
|--------------------------------------------------------------------|----|
| 4.1. Félgömbi aszimmetriák összehasonlító ábrái | 86 |
| 4.2. Fluxuscsövek migrációi | 93 |
| 4.3. A NOAA 9415-ös aktív vidék fejlődési görbéje | 94 |
| 4.4. Felemelkedő mágneses fluxusköteg alakja | 96 |
| 4.5. Mágneses fluxushurkok felemelkedésének egy modellje | 98 |

Előszó

Napunk, a legközelebbi csillag módszeres tudományos vizsgálata négyszáz éve kezdődött Galilei grafikusan rögzített észlelési sorozatával. Az azóta eltelt időben az észlelési technika hatalmas fejlődése valamint az elméleti modellek párhuzamosan zajló evolúciója a naptevékenység egyre több részletét tárta fel. Jelen munka ennek a megismerési folyamatnak az empirikus oldalához kíván hozzájárulni, és a legújabb részletes adatokból a Nap mágneses terének történéseire vonatkozóan néhány új jelenséget és folyamatot feltárni, vagy a meglévő ismeretekhez újabb adalékokkal szolgálni.

A naptevékenység gyűjtőnév a Nap mágneses tereinek állandóan változó konfigurációit, a változások térbeli és időbeli mintázatainak alakulását, illetve az ezzel járó eseményeket jelöli. A mágneses tereket a nagy vezetőképességű szoláris plazma áramlásai hozzák létre. A globális tér topológiájának (poloidális-toroidális) váltakozása alkotja a 11 éves naptevékenységi ciklus fő vonulatát. A kb. $0.71 R_{\odot}$ fölött elhelyezkedő toroidális tér megerősödésének idején innen emelkednek ki azok a mágneses fluxuskötegek, melyeknek a felszín által formált metszetei, az aktív vidékek, elsősorban az ezekben található napfoltok az egész folyamat legközvetlenebbül vizsgálható megnyilvánulásai.

A Nap mágneses terei szükségképpen vannak állandó változásban. Azt a folyamatot, mely mechanikai energiát mágneses energiává alakít, dinamónak nevezzük. A plazmafizika egyik fontos állítása, a Cowling-féle antidinamó-tétel azt mondja ki, hogy tengelyszimmetrikus mágneses teret nem tarthat fenn dinamófolyamat. Az a tény, hogy az aszrofizikai objektumoknak mégis vannak mágneses terei, csak úgy lehetséges, hogy azok a különböző plazmaáramlások révén folyamatosan alakulnak és újratermelődnek. A mágneses és áramlási jelenségek szoros kölcsönhatásban állnak egymással, és minden mágneses jelenséghez vagy történéshez hozzátartoznak a plazma bizonyos mozgástípusai, ami szükségessé teszi komplex tárgyalásukat.

Az aktivitási folyamatok és események idő- és térbeli léptéke bizonyos mértékben összefügg, a leggyorsabb lefolyású események nagy térbeli és időbeli felbontású észleléseket kívánnak. Munkám témaválasztásait elsősorban az motiválta, hogy intézetem, az MTA CsFK CsI Napfizikai Obszervatóriuma a gazdája a létező legrészletesebb napfolt-adatbázisoknak, melyek

leginkább a közepes és hosszútávú folyamatok vizsgálatához, vagyis a foltcsoport-fejlődéstől a ciklikus tevékenységig terjedő jelenségkör kutatásához nyújtanak empirikus alapot.

A dolgozat 1. fejezete röviden áttekinti azokat a mágneses és áramlási jelenségeket, melyek kapcsolatban állnak az általam vizsgált témakörökkel. A következő fejezet ismerteti mindazokat az adatbázisokat, melyekre a kutatás épült. Saját vizsgálati módszereim leírását és az eredmények ismertetését a 3. fejezet tartalmazza. A 4. fejezet a kapott eredmények időbeli lépték szerint rendezett áttekintését nyújtja, diszkutálja a mágneses és áramlási jelenségkör lehetséges kapcsolatait, kommentálja az irodalmi vonatkozásokat és a lehetséges további kutatási irányokat.

1. fejezet

Bevezetés

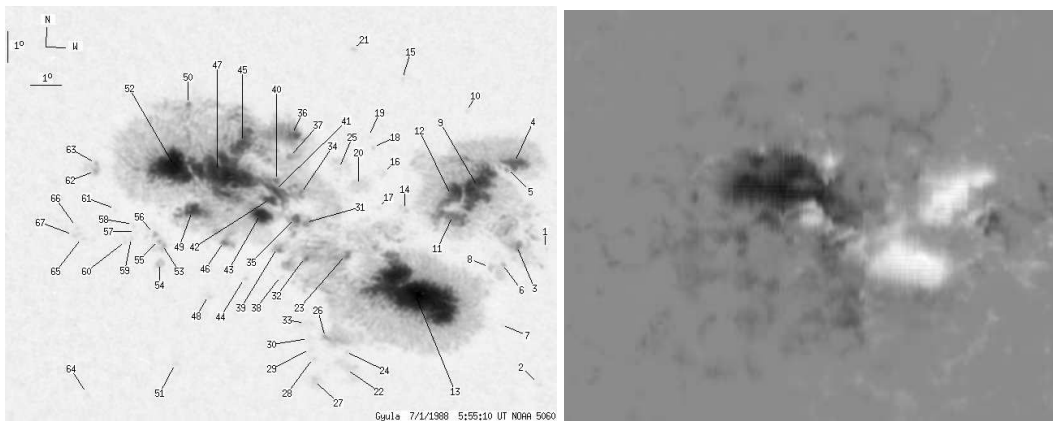
1.1. Mágneses aktivitási jelenségek

1.1.1. Aktív vidékek, foltcsoportok

A naptevékenység eseménysorának alapegységei, legismertebb megjelenési formái a napfoltcsoportok. Ezek minden jel szerint régóta ismeretesek, rendszeres megfigyelésük négyszáz éve kezdődött Galilei grafikus észlelési sorozatával. Ezután három évszázadon keresztül zajlott a jelenségek követése és tanulmányozása anélkül, hogy a jelenség fizikai háttere világos lett volna. Körülbelül három évszázadnak kellett eltelni, amíg G.E. Hale-nek 1909-ben sikerült azonosítani a foltokban a mágneses tér spektroszkópiai bizonyítékát, a Zeeman-felhasadást. A naptevékenység empirikus vizsgálatának évszázadai után ez a felismerés nyitotta meg a jelenségek elméleti kutatásának lehetőségét.

Az aktív vidék fogalma átfogóbb a fehér fényben észlelhető foltcsoporténál, tartalmazza azokat a szétszórt, kis fluxussűrűségű mágneses tereket is, melyek csak magnetogramokon válnak láthatóvá, és az ezekkel kapcsolatos fáklyaalakzatokat, de ezek még mindig csak a napfelszín, vagy az ahhoz közeli atmoszférarétegek formációi. A fleraktivitás szempontjából lényeges tartomány a napfelszín fölé emelkedő mágneses hurokrendszereké, melyek csak nagyenergiájú hullámhosszakon tehetők láthatóvá. Munkám során ezekkel a tartományokkal nem foglalkoztam.

A jelen munka szempontjából további, korábban ismert sajátságokat is érdemes megemlíteni. A foltcsoportok vezető és követő részét összekötő egyenes iránya szöget zár be az azimutális iránnyal, a vezető rész szélessége jellemző esetben közelebb van az egyenlítőhöz (Joy-szabály). A vezető rész általában átlagosan nagyobb területű, de kisebb számú foltot tartalmaz. A foltcsoportok élettartama a napos nagyságrendűtől a több hónaposig terjedhet. Az egyes napfoltok élettartama általában 1 hét, méretük pedig átlagban 10.000 km körüli. A



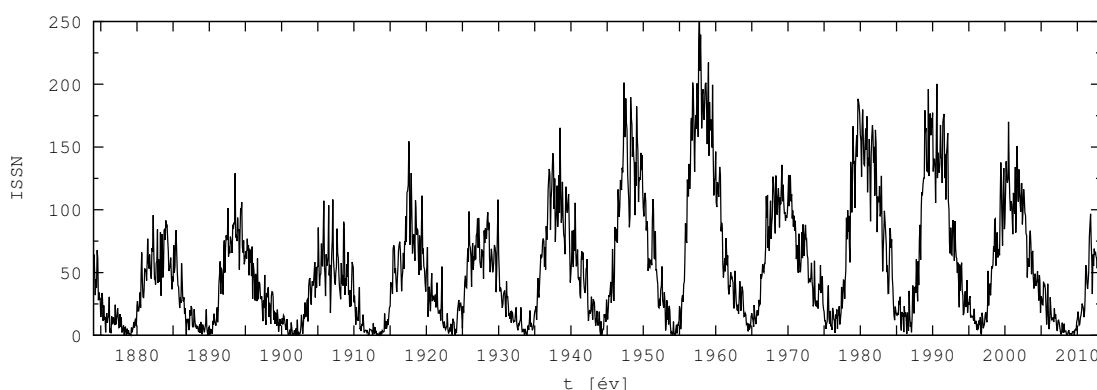
1.1. ábra. Bal oldal: a NOAA 5060-as számú aktív vidék a DPD-ből, rajta számokkal jelölve a foltok. Az észlelés Gyulán készült, 1988. július 1-én, 05:55:10-kor (Győri és társai 2011). Jobb oldal: Kitt Peak-i magnetogram a NOAA 5060-as aktív vidéket tartalmazó részlete. A magnetogram szintén 1988. július 1-én készült. A fehér szín a pozitív, a fekete a negatív mágneses polaritást jelzi.

foltcsoportok fejlődési fázisa tipikusan egy hétnél rövidebb, lecsengési fázisa ennél sokkal hosszabb is lehet. Ezek végén magányos, fokozatosan csökkenő területű foltok maradnak, melyek már elvesztették követő részeit. A foltok szerkezete összetett, általában két részre különíthető el. A belső, sötétebb rész az umbra, az azt körülvevő világosabb, szálas szerkezetű pedig a penumbra. A fentieket illusztrálja az 1.1. ábra a debreceni DPD napfoltkatalógus adatai alapján.

1.1.2. Ciklikus működés

1844-ben H. Schwabe figyelte meg, hogy a napfoltok megjelenésének gyakoriságát tekintve minimumok és maximumok váltják egymást, körülbelül 11 éves ciklikussággal (1.2. ábra), de találhatunk ennél rövidebb (kb. 9 éves) és hosszabb (kb. 13 éves) ciklust is. Megfigyelhető, hogy az egyes maximumok magassága is erősen változó. Nemcsak ez változik azonban, hanem a minimumtól a következő maximumig eltelt felfutási idő - a felszálló ág hossza - is, amely viszont minden esetben rövidebb – átlagban 4.8 év –, mint a maximumtól a következő minimumig terjedő, ún. leszálló ág hossza, a maga átlag 6.2 évével.

A napfoltciklusok kialakulásáért a Napban működő dinamómechanizmus felelős, mely minden részletében máig nem tisztázott. A dinamóműködés során mozgási energiából mágneses energia keletkezik. 1913-ban Hale fedezte fel, hogy az aktív vidékek fölött megfigyelhető foltok polaritása 22 évenként előjelet vált. Megfigyelte, hogy az adott félgömbön a vezető és követő részek mágneses terei ellentétes polaritásúak, s a másik félgömb foltcsoportjai



1.2. ábra. A napfolt-relatívszámok változásai a GPR kezdetétől 2013-ig. Az ábra adatai a brüsszeli Sunspot Index Data Center-ből (SIDC-team 1999) származnak.

vezető, illetve követő részének polaritása az előző félgömb követő, illetve vezető részének polaritásával azonos. Ez a felállás minden ciklus elején megváltozik. Ilyen értelemben egy mágneses ciklus 22 évig tart. Ezt nevezzük Hale ciklusnak. Ezen 11, illetve 22 éves periódusokon túl egyes szerzők szerint létezik egy 80 éves, úgynevezett Gleissberg-ciklus és egy 200 éves periódus is, ám ezt sokan nem fogadják el, mivel amplitúdója elég kicsi.

A Nap aktivitásának mérésére 1848-ban J. R. Wolf, a zürichi csillagvizsgáló igazgatója alkotta meg a róla elnevezett napfoltrelatívszámot a következőképpen:

$$R_Z = k \cdot (10g + s), \quad (1.1)$$

ahol k az észlelést végző távcsőre és a látási viszonyokra jellemző, egy-egy obszervatórium-ra megállapított súlyfaktor, g a foltcsoportok számát, s pedig az egyes foltok számát jelöli, azzal a feltétellel, hogy a magányos foltok is foltcsoportnak számítanak. A foltcsoportok 10-es szorzófaktorát az indokolta, hogy Wolf tapasztalatai szerint a foltcsoportok átlagban ennyi foltot tartalmaztak. Az R_Z megállapítása a időben visszafelé haladva rohamosan növekvő nehézségekbe ütközik. Napi értékek 1818-tól léteznek, havi átlagértékek 1749-től, évi átlagértékek 1700-tól. A napfoltrelatívszámot jelenleg a brüsszeli Royal Observatory (SIDC) gondozza, jelenlegi neve Nemzetközi Napfoltszám, (International Sunspot Number, ISSN). Fizikai jelentése kétségtelenül zavaros, hiszen - amint arról a 3.5 pontban részletesen szó lesz - a foltcsoportok a felbukkant mágneses fluxusmennyiséget képviselik, a különálló foltok s száma pedig csak azt, hogy a felbukkanás során milyen fragmentáción ment keresztül a fluxusköteg, vagyis ez a szám nem a naptevékenység mértékének a jellemzője. Ezt felismerve és a korábbi adatok sporadikus jellege miatt Hoyt és Schatten (1998a,b) az aktivitás szintjének mértékéül egy új paramétert javasolt, a napfoltcsoportszámot (Group Sunspot Number, R_G). Hatalmas munkát végeztek a történeti észlelések összegzésére, a kalibrációnál pedig

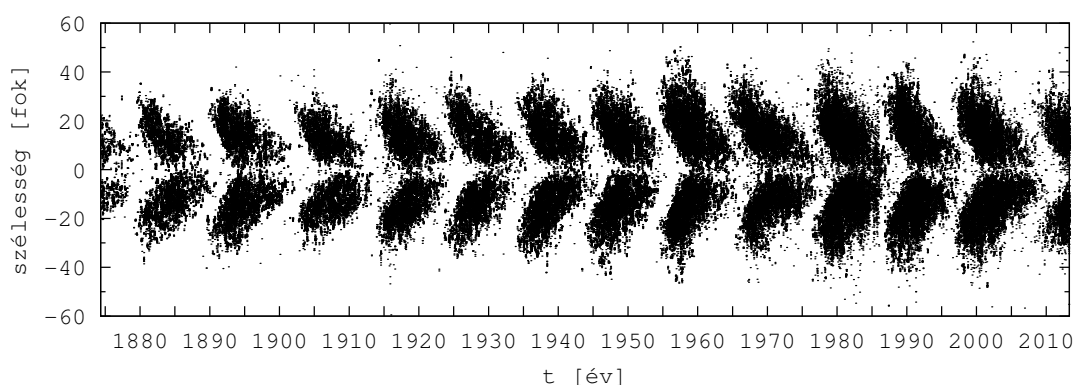
az volt a cél, hogy a két napfoltszám (ISSN és R_G) a 12 ciklustól (1870-es évek) kezdve a lehető legjobban illeszkedjen egymáshoz, amit az alábbi definícióval értek el:

$$R_G = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N k_i 12.08 g_i \quad (1.2)$$

A két paraméter illeszkedése 1870 előtt már jelentősen romlik, de az R_G bevezetésével a naptevékenység szintjének dokumentálása egészen 1610-ig, Galilei észleléséig kiterjeszthetővé vált. Svalgaard (2012) egy sor belső inkonzisztenciát tárt fel az ISSN-ben, melyek tisztázására újabban workshop-sorozat szerveződött. Ennek munkájában én is részt vállaltam, de ez nem része a jelen dolgozatnak.

A két fenti adatsor a naptevékenység és az űrfizikai jelenségek hosszú távú vizsgálatának nélkülözhetetlen eszköze - a jelzett problémák ellenére is. Ezekből rajzolódnak ki a ciklusok erősségének hosszú távú ingadozásai, valamint a XVII. század második felének elhúzódó minimuma, a Maunder-minimum, amikor csak néhány sporadikus foltészlelésről van adat, a ciklikus működés minden jel szerint szünetelt.

A XIX. században E. W. Maunder angol csillagász figyelte meg, hogy az egyes ciklusok elején a foltok magasabb szélességeken jelennek meg, s az idő múlásával ezek az aktív szélességek az egyenlítő irányába tolódnak el. A ciklusok végén már 5° - 10° -os szélességeken jelennek meg a foltok. A következő ciklus elején két szélességi zóna is aktív. Egyrészt még jelen vannak az előző ciklus alacsony szélességen megjelenő foltcsoportjai, és ezzel egy időben már magas szélességeken megjelennek az új ciklus foltcsoportjai is. Jól szemlélteti mindezt az ún. pillangó-diagram (1.3. ábra), amely a napfoltcsoportok szélességbeli eloszlását követi az idő függvényében (Greenwich Royal Observatory 1976).



1.3. ábra. Foltcsoportok szélesség szerinti eloszlása az 1874-2013-as évekre. Az adatokat a GPR-ből (1874-1976; Greenwich Royal Observatory (1976)) és a DPD-ből (1977-2013; Győri és társai (2011)) vettem.

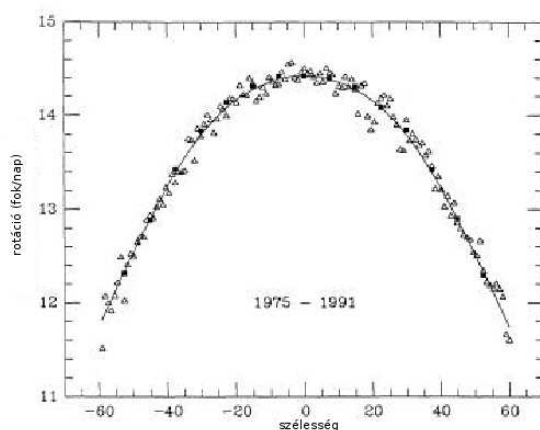
1.2. Mozgástípusok a nap konvektív rétegében és a felszínen

1.2.1. Differenciális rotáció a felszínen és a mélyben

Már Galilei is a Nap forgásának tulajdonította foltok napkorongon való eltolódását. Christoph Scheiner jezsuita szerzetes, fizikus és csillagász észlelései révén már a forgástengely helyzetét, illetve a 27 napos forgási periódust is meg tudta határozni. A XIX. században Richard Christopher Carrington volt az, aki több éves megfigyelései alapján pontosította a Scheiner által kapott eredményeket. Eszerint a Nap egyenlítője $7^\circ 15'$ -cel hajlik az ekliptika síkjához viszonyítva. Ő határozta meg napfoltok mozgásának megfigyelései által azt, hogy a Nap sziderikus (állócsillagokhoz viszonyított) forgási periódusa 25.38 nap, míg a szinodikus (Földről észlelt) periódus 27.2753 nap. Carrington, miközben a napfoltok mozgását figyelte, felismerte, hogy a Nap forgásának sebessége függ a naprajzi szélességtől. Legkisebb szögsebessége a sarki régióknak van, s ez a sebesség az egyenlítő felé haladva növekszik. Maximumát a Nap egyenlítőjén éri el. Így a sarkok sziderikus periódusa kb. 34 nap, szemben az egyenlítő kb. 25 napos sziderikus periódusával. A szögsebesség szélességfüggésének leírására (1.4. ábra) a következő egyenletet szokták használni:

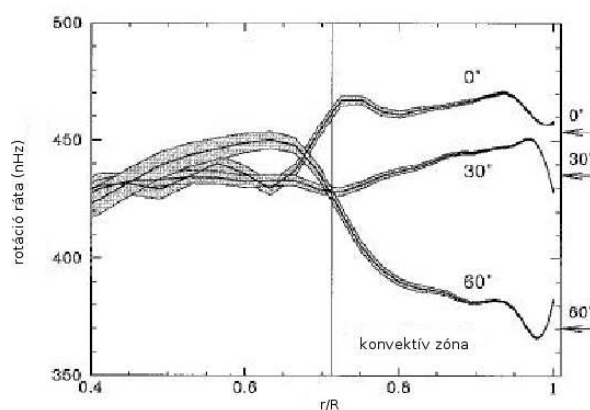
$$\Omega = A + B \cdot \sin^2\Psi + C \cdot \sin^4\Psi \quad (1.3)$$

ahol A, B és C konstansok, Ψ a naprajzi szélesség és Ω a Nap szögsebessége. Az A értéke, azaz az egyenlítői szögsebesség 14.43 /nap, míg B = -1.77 /nap, C értéke pedig -2.606 /nap (Komm, Howard és Harwey 1993). Érdekes megemlíteni, hogy Newton és Nunn (1951) eredeti formulájában még csak a szinusz-négyzetes tag szerepelt, a szinusz negyedik hatványát tartalmazó tagot Howard és LaBonte (1980) illesztette a kifejezésbe.



1.4. ábra. A szögsebesség szélességfüggése (Komm, Howard és Harwey 1993).

A differenciális rotáció profilját számos munka vizsgálta, és nemcsak időbeli változásáról léteznek információk, hanem az egyes atmoszférarétegekben - kromoszférikus fáklyákkal vagy fényes koronapontokkal - mért alakja is különbözőnek bizonyult, ám ezek az én munkámat nem érintik, mivel a magasabb atmoszférarétegekre vonatkoznak. A Nap belsejének áramlási viszonyait azonban csak a hélioszeizmológia megfelelő módszertani fejlettsége révén lehetett feltérképezni. Ezen módszerrel kimutathatóvá vált, hogy a differenciális rotáció a konvektív rétegben a mélységtől csak csekély mértékben függ, lefelé haladva a Nap sugarának kb. 71%-a fölött a differenciális jelleg rohamosan eltűnik, ezalatt pedig a sugárzási zónában már merev testként rotál (1.5. ábra). A differenciális rotációt és a merev testként való forgást egy igen vékony - néhány száz km vastag - átmeneti réteg, a tachoklína választja el egymástól.

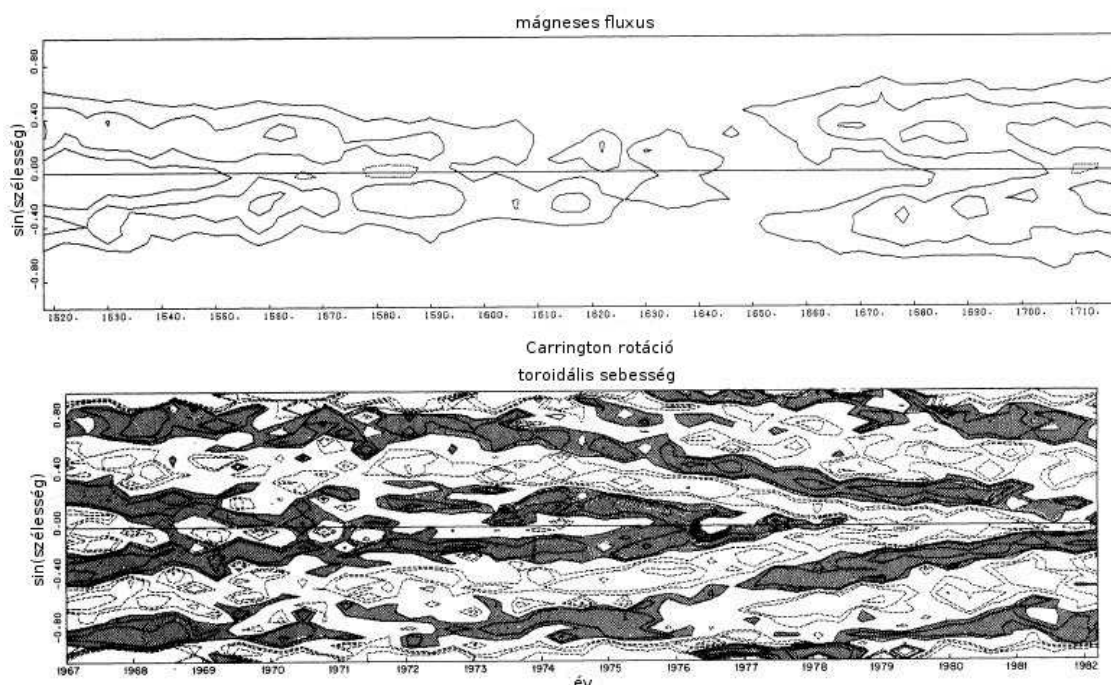


1.5. ábra. A differenciális rotáció mélységfüggése (Kosovichev és társai 1997). A függőleges vonal a tachoklínát jelöli, ami alatt a Nap merev testként rotál.

1.2.2. Torziós oszcilláció

A torziós oszcillációnak nevezett áramlási mintázatot Howard és LaBonte (1980) fedezte fel, eredményeik részletesebb leírását LaBonte és Howard (1982) cikke nyújtja. A Mount Wilson-i 46 m-es távcső magnetográfjával az 5250 Å FeI vonalban, 12 év alatt készült teljes napkorong magnetogramok keleti és nyugati peremen mért Doppler-eltolódás adatait elemezték az azimutális áramlások tanulmányozása végett. Az egész időszakra meghatározták az átlagos differenciális rotáció profil paramétereit az 1.3. formulában, majd az egyes azimutális sorok peremeken mért (vagyis látóirányú) sebességértékeit kivonták a profilból, és a különbségeket három hónaponként átlagolták, így kapták az 1.6. ábra alsó paneljén látható mintázatot. Az ábra Howard és LaBonte (1983) cikkéből való. A sötét területek az átlagolt profilnál nagyobb, a világosabbak annál kisebb sebességű szélességi zónákat jelölnek, a si-

mított profiltól való átlagos sebességeltérés 2-3 m/s körüli, legnagyobb értéke elérheti a 7 m/s-t.

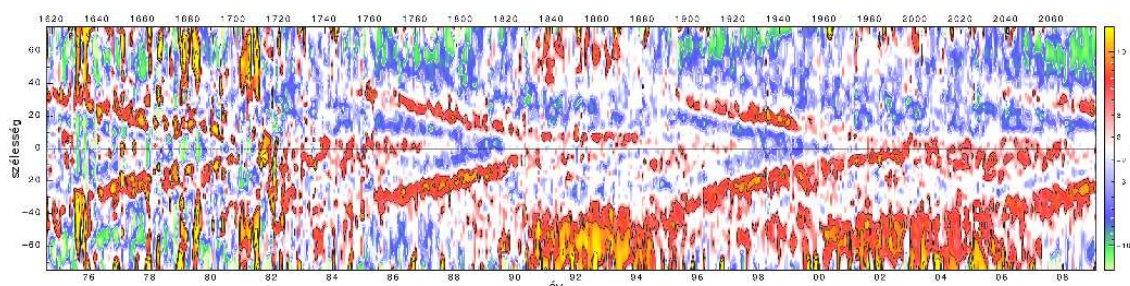


1.6. ábra. Torziós sávok helyzete a Nap felszínén (Howard és LaBonte 1983). Felső panel: teljes mágneses fluxus, alsó panel: zonális sebességek a Mount Wilson-i adatok alapján, 1967-től. Az adatok a napi sebesség értékek négy Carrington-ciklusonként vett átlagai. Folytonos vonalak határolják a pozitív sebességű, nyugati áramlású sávokat.

Amint az az 1.6. ábrán látható, az első eredmények még azt mutatták, hogy minden ciklusban 4-4 sáv van jelen az egyes félgömbökön. Akkor indulnak a pólusoktól, amikor a legerősebb a tér poloidális jellege, és 11 év alatt érik el a foltkeletkezési szélességeket, s majd újabb 11 év múlva, tehát az indulástól számított 22 év alatt jutnak el az egyenlítőhöz. A szerzők szerint adott időben és az adott aktivitási sávban a horizontális sebességek értéke nem korrelál a mágneses fluxus mértékével.

A jelenség felfedezése idején teljesen váratlan volt, a két szerző (LaBonte és Howard 1982) eredetileg az óriás konvektív cellákat (1.2.4. fejezet) szeretne volna kimutatni, helyett találtak ezt a mintázatot. A munka egy sor vizsgálatot inspirált. Snodgrass (1985) rámutatott, hogy a $k=2$ hullámszám (amikor egy félgömbön az 1.6. ábra szerinti két hullám halad a pólustól az egyenlítőig) egyszerűen a módszer által előidézett artifact, a javított módszerrel kiderült, hogy a pólusváltás körül tényleg van egy kis szögsebesség-növekedés (spin-up), de ez nincs kapcsolatban a később, alacsonyabb szélességről induló egyetlen torziós hullám-

mal. Ulrich és Boyden (2005) sebesség-térképei ugyanezt erősítik meg, amint azt az 1.7. ábra mutatja. Komm, Howard és Harwey (1993) magnetogramok alakzatainak keresztkorrelációs követésével mágneses terek mozgására is igazolták a jelenséget. Kosovichev és Schou (1997) oszcillációs módszerrel, a fundamentális módus rotációs felhasadásának mérésével a felszín alatti rétegben is kimutatták az egyenlítő irányú torziós hullámot, Howe és társai (2000b) pedig egészen $0,84 R_{\odot}$ mélységig követni tudták a jelenséget, az áramlási mintázat létét tehát független módszerek igazolják.



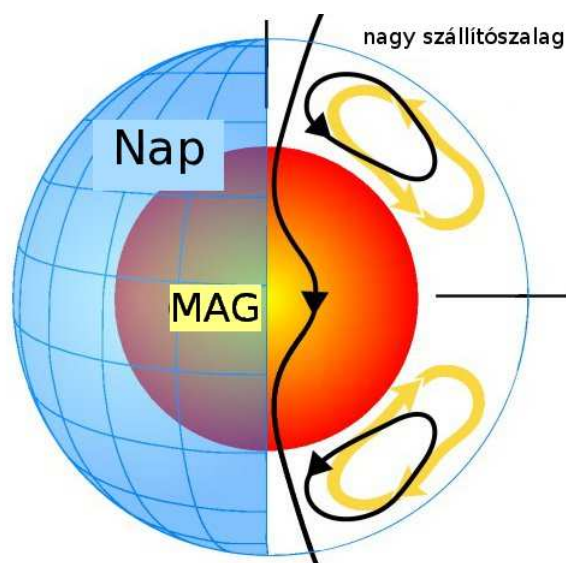
1.7. ábra. Torziós sávok helyzete a Nap felszínén a Mount Wilson Obszervatórium észlelései alapján az 1975-2009-es időszakra vonatkozóan (Ulrich 2009). Itt piros szín jelöli a gyorsabb, kék pedig a lassabb sávokat.

Az értelmezési kísérletek az első beszámoló után megkezdődtek. Howard és LaBonte (1980) még úgy vélte, hogy ez az áramlási tér okozója lehet a mágneses ciklus észlelt mintázatának, de csakhamar általánossá vált az a nézet, hogy a kauzalitás iránya ellenkező. Yoshimura (1981), majd Schüssler (1981) a Lorentz-erőben vélte megtalálni a jelenség okát, munkáik még pólustól egyenlítőig terjedő hullámot tárgyalnak. Küker, Rüdiger és Pipin (1996) a Reynolds-feszültségeknek (Reynolds-stress, 1.2.4. fejezet) a toroidális mágneses tér által való gyengülését is alkalmasnak ítélték a toroidális sávok előidőzésére. Spruit (2003) geosztrofikus áramlásokként írta le a torziós sávokat, melyeket a mágneses tér jelenléte miatti hőmérsékletkülönbség idéz elő. Petrovay és Forgács-Dajka (2002) pedig azt vizsgálta, hogy az aktív vidékbeli fluxusköteg-halmazok hogyan befolyásolják az adott szélesség áramlási viszonyait. Az ő modelljükre visszatérek a 4. fejezetben.

1.2.3. Meridionális áramlás

A meridionális cirkuláció a Nap egyenlítőjére merőleges síkban, a meridiánsíkban való áramlást jelenti. A felszínen az egyenlítő felől a pólusok irányába tartó áramlás a konvektív zónában visszafordul, s a tömegmegmaradás miatt, szükségképpen egy, a pólustól egyenlítő irányba tartó áramlás indul. Mértéke nehezen meghatározható, mivel elég csekély, illetve

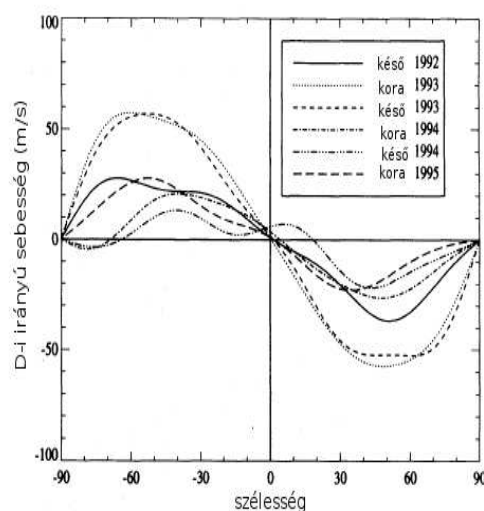
más sebesség terek (konvekciós mozgás, rotáció) hatása is torzíthatja. Értéke a felszínen kb. $10\text{--}20 \frac{m}{s}$ körüli, míg a felszín alatt az ottani nagyobb sűrűség miatt ennek csupán tizede, $1\text{--}2 \frac{m}{s}$ értékű. A meridionális áram lehatolhat egészen a konvektív zóna aljáig és ciklus függő, mivel minimumban nagyobb, maximumban pedig kisebb értékeket mértek. Valószínűleg ez a lassú áramlás szállítja az anyagot a pólus közeli területekről az egyenlítőhöz, kb. 20 év alatt. Meg kell azonban említeni azt, hogy míg a felszíni sebesség adatok Doppler mérésekből származnak, addig semmilyen mérés nem készült a felszín alatti, egyenlítő irányú mozgásról. Ennek csupán a tömegmegmaradás elve miatt is léteznie kell.



1.8. ábra. A meridionális áramlás a felszínen pólus irányú, míg a konvektív zónában visszafordul és egyenlítő irányúvá válik.

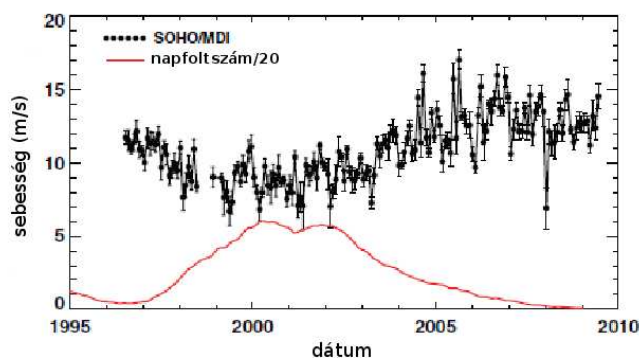
Hathaway és Rightmire (2010) a SoHO (**S**olar and **H**eliospheric **O**bservatory) adatainak elemzésével vizsgálta az ún. nagy szállítószalagokat (great conveyor belt), amik a Nap felszínén összeseprik a mágneses tér elemeit és a pólus felé kezdik azokat szállítani. Ezen szállítószalagok sebessége rendszerint igen alacsony szokott lenni, ám 2005 és 2010 között rekord értéket ért el a felszínen ($10\text{--}15 \frac{m}{s}$). Ez látható az 1.10. ábrán. Ezzel kapcsolatban két meglepő eredményről is beszámolnak. Az egyik, hogy ez a nagy sebesség az elmúlt 100 év legmélyebb minimumával azonos időben volt tapasztalható. Szerintük ez azért is váratlan fordulat, mert ellentmond annak a modellnek, mely szerint a napfoltok keletkezése és a szállítószalag sebessége között egyenes arányosság van. A nagyobb sebességnek gyorsabban kellene söpörni a mágneses elemeket a Nap felszínéről, majd levinni azt a Nap belsejébe, s így a napfoltoknak nagyobb számban kellene keletkezniük.

A másik meglepő felfedezésük az volt, hogy a felszíni rekord magas sebességgel ellentétben a nagy szállítószalag alján ez a sebesség nagyon alacsony. Mivel a SOHO csak a felszínt ké-



1.9. ábra. A meridionális áramlás szélesség és idő függése (Hathaway 1996).

pes vizsgálni, ezért a felszín alatti sebességeket a napfoltok mozgásának vizsgálatával tudták megállapítani. Feltételezik ugyanis, hogy a napfoltok a szállítószalag aljáról erednek, így a foltok képesek jelezni annak mozgását. Eme vizsgálat után a szerzőkben felmerült a kétely, hogy a mágneses fluxushurkok talán nem is a konvektív zóna aljáról emelkednek ki.



1.10. ábra. A nagy szállítószalag sebessége 1996-2010 között és a napfoltrelatívszám kapcsolata (Hathaway és Rightmire 2010).

1.2.4. Konvektív áramlások

Munkám témáinak a konvektív áramlásokkal is van kapcsolata, néhány mondatot ezeknek is kell szentelni. A Nap belsejéből kifelé haladva a sugárzási zóna után a konvektív zóna ($0,71-1 R_{\odot}$) aljától a megnövekedett opacitás miatt a sugárzási energiatranszport szerepét egy olyan mechanizmus veszi át, melyben a környezetükhöz képest magasabb hőmérsék-

letű, illetve alacsonyabb sűrűségű cellák a felhajtóerő révén kifelé haladnak, aminek az a feltétele, hogy eközben ez a cella-környezet viszony növekedjen, vagyis álljon fenn a konvektív instabilitás feltétele. Eközben a cella nem cserélhet hőt a környezetével (ez kiegyenlítené a hőmérsékletkülönbséget), vagyis a cellabeli dT/dr gradiensnek adiabatikus változást kell leírnia, miközben a környezet dT/dr gradiensének (a kifelé fennálló hőmérsékletcsökkenésnek) ennél erősebbnek, más néven szuperadiabatikusnak kell lennie. Mivel a külső és belső P nyomás egyensúlyban van, a formulában az r sugár helyett a P is használható, és a szokásos $\nabla = d\ln T/d\ln P$ jelöléssel:

$$\nabla > \nabla_a \quad (1.4)$$

ahol az a index az adiabatikus feltételt jelenti. Ez a fent leírt Schwarzschild-kritérium egyik megfogalmazása.

A kifelé áramlásnak a Nap teljes energiatermelését át kell juttatnia a konvektív zónán. A konvektív áramlásnak több karakterisztikus mérete ismert, illetve feltételezhető. A legismertebb az, melynek a felszíni megnyilvánulása a jól ismert granulációs szerkezet (karakterisztikus mérete ~ 1000 km), de megfelelő technikákkal a mezogranulációs (~ 5000 km) és szupergranulációs (~ 30000 km) szerkezet is láthatóvá tehető. A konvektív áramoknak az általam vizsgált jelenségek szempontjából az a vonatkozása is érdekes, hogy a felbukkanás közben végbemenő szétáramlásra a naprotáció miatt hat a (4.4) Coriolis-erő, melynek következtében a szétáramló tartományok elfordulnak. Az elfordulást a Reynolds-feszültség (Reynolds-stress) -nevű tenzoriális mennyiséggel jellemzik, melynek alakja:

$$R_{ij} = \rho \langle u'_i u'_j \rangle, \quad (1.5)$$

ahol a kapcsos zárójelben két ortogonális sebességkomponens kovarianciájának időátlaga szerepel, tehát $u' = u - \bar{u}$. Ward (1965) nyomán a Reynolds-feszültséget tekintik a differenciális rotáció fenntartójának, mérése pedig a $\langle u'_\theta u'_\phi \rangle$ kovariancia meghatározásával történik, ahol θ és ϕ a szélességet és hosszúságot jelöli.

Az óriás konvektív cellák létezése hosszú idő óta kutatás tárgya. Először Gilman és Miller (1986) talált elméleti számításokkal utalást arra, hogy létezhet az ún. banánfűrt-struktúrájú, meridionális irányban elnyújtott, azimutális irányban egymás mellett sorakozó óriás cellarendszer, melynek karakterisztikus mérete megegyezik a konvektív zóna mélységével, azt teljes mélységében "átkeveri", tehát mechanizmusa nem egyezik meg a Schwarzschild-konvekcióéval. Erre az áramlási struktúrára csak Baranyi és Ludmány (1992) talált empirikus utalást $l = m = 11$ -es hullámszámmal, amely valóban a konvektív zóna mélységének felel meg. Ezzel ellentétben Ribes, Mein és Mangeney (1985) olyan, ún. "donut"-típusú óriáscel-

lák létezését vélték igazolni, melyben a cellák azimutális irányban vannak elnyújtva és az átkeverést végző cirkuláció a meridionális síkban zajlik. Ezeknek a korábbi elképzeléseknek szerepük volt a torziós oszcilláció vizsgálatában is, ugyanis Howard és LaBonte eredetileg a banánstruktúrát próbálta kimutatni azzal az eljárással, amivel végül a torziós hullámot találták meg. Snodgrass és Wilson (1987) pedig a donut-struktúrát használta a torziós oszcilláció egy lehetséges értelmezéséhez. Az óriás konvektív cellák léte mára elfogadott ténynek számít, de nem a fenti elnyúlt alakzataik egyikeként, hanem mint egy $l \leq 64$ hullámszámú struktúra (Nordlund, Stein és Asplund 2009), mely nem a torziós oszcillációban játszik szerepet, hanem - a Reynolds-feszültségek révén - a differenciális rotáció fenntartásában.

1.3. A mágneses terek és áramlások kapcsolatrendszere

A mágneses és áramlási jelenségekre és folyamatokra vonatkozó tapasztalati tények rövid áttekintése után ez a fejezet a két jelenségek fizikai kapcsolatát foglalja össze tömören. A tárgyalás a teljesség kedvéért nem nélkülözheti az alapegyenleteket, melyek az SI-rendszerben megfogalmazva a következők:

Maxwell-egyenletek:

1. Oersted-egyenlet a \vec{B} mágneses indukcióra, \vec{E} elektromos térre és \vec{j} áramsűrűsége, μ a mágneses permeabilitás.

$$[\nabla \times \vec{B}] = \mu \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.6)$$

2. Mágneses tér forrásmentessége (Gauss-törvény a mágneses térre):

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.7)$$

3. Gauss-törvény az elektromos térre, ρ az elektromos töltéssűrűség, ε a dielektromos állandó:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon} \rho \quad (1.8)$$

4. Faraday-egyenlet (mágneses indukció törvénye)

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -[\nabla \times \vec{E}] \quad (1.9)$$

A fenti egyenletek mellett a közegtől függő további egyenletek is szükségesek a leíráshoz. Alfven kezdeményezte azt a kutatási területet, mely a plazmát mágnesezett folyadékként

tárgyalja, ennek neve a magnetohidrodinamika (MHD). Ennek a Maxwell-egyenletek mellett a következők is eszközei.

Kontinuitási egyenlet (anyagmegmaradás):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1.10)$$

Mozgásegyenlet:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla p + \rho \vec{g} + [\vec{j} \times \vec{B}] \quad (1.11)$$

A jobb oldal első két tagja mechanikai erőtípus, a harmadik pedig az ún. Lorentz-erő.

Állapotegyenlet:

$$p = 2\rho RT \quad (1.12)$$

Energiaegyenlet:

$$\rho T \frac{dS}{dt} = -L \quad (1.13)$$

Ahol S az egységnyi tömegre eső entrópia, a jobb oldali L pedig a belső energia veszteségeit és növekményeit leíró függvényt reprezentálja.

Általánosított Ohm-törvény:

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.14)$$

ahol σ az elektromos vezetőképesség.

A (1.6), (1.9) és (1.14) törvények felhasználásával írható fel az MHD legfontosabb egyenlete, az indukcióegyenlet:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times [\vec{v} \times \vec{B}] + \frac{1}{\mu\sigma} \nabla^2 \vec{B} \quad (1.15)$$

ahol az $\eta = 1/\mu\sigma$ az ún. mágneses diffuzivitás. Ez az egyenlet írja le a mágneses tér időbeli változását a mozgó plazma esetén. A történeteket az fogja megszabni, hogy a mágneses diffuzivitás milyen értékű. Ha ez kicsi (vagyis a plazma vezetőképessége nagy) akkor a jobb oldal első tagja érvényesül. Eerre az esetre érvényes az Alfvén-féle befagyási tétel, mely szerint a sebességtér "magával viszi" a mágneses teret, ez az advekcio esete. Ha η értéke nagy (kis vezetőképesség), akkor a második tag érvényesül, a tér fejlődését az inhomogenitást jellemző $\nabla^2 B$ tényező fogja irányítani. Ez akkor szűnik meg, ha az inhomogenitás eltűnik, vagyis a tér szétdiffundál. Ez tehát a diffúzió esete, amit a kis vezetőképesség miatt rezisztív folyamatnak is hívnak.

Az indukcióegyenletből látható, hogy az η dimenziója m/sec^2 , így definiálható egy dimenziómentes paraméter, a mágneses Reynolds-szám:

$$R = \frac{l_0 v_0}{\eta} \quad (1.16)$$

melyben l_0 és v_0 a vizsgált rendszer karakterisztikus mérete. Az R értékével lehet jellemezni azt, hogy az adott rendszerben a befagyás érvényesül-e ($R \rightarrow 0$) vagy diffúzió ($R \rightarrow \infty$). Munkám témája szempontjából érdekes további paraméter a diffúzió τ_{diff} karakterisztikus ideje:

$$\tau_{diff} = \frac{l_0^2}{\eta}, \quad (1.17)$$

amely alatt a mágneses tér szétdiffundál. Ha erre alkalmazzuk a napfoltokra vonatkozó konkrét adatokat: $l_0 = 10^7 m$, $\eta = 10^3 m^2/sec$, akkor $\tau_{diff} \approx 10^{11} sec \approx 3000$ év nagyságrendű időt kapunk egy napfolt eltűnésére. Cowling (1946) hasonló gondolatmenettel, más vezetőképesség-adattal 300 év nagyságrendű időt kapott a szétdiffundálásra, és hasonló értéket egy ekkora folt kialakulására. Ezek az adatok három-négy nagyságrenddel különböznek a tapasztalt értékektől, ami egyértelműen mutatja, hogy a diffúzió mellett sokkal hatásosabb áramlási folyamatoknak kell működniük a foltcsoportfeljődés alakításában. A 3.5. fejezet többek között ilyen jelenségekkel foglalkozik.

A $\vec{j} \times \vec{B}$ Lorentz-erő vektoranalitikai átalakításokkal a következő módon fejezhető ki:

$$\vec{j} \times \vec{B} = \frac{(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}}{\mu} - \nabla \left(\frac{B^2}{2\mu} \right). \quad (1.18)$$

A jobb oldal második tagja (az $\vec{F} = -\nabla p$ kifejezés analógiájára) a mágneses nyomás. Az első tag a mágneses feszültség (magnetic tension), ez átalakításokkal olyan formára hozható, melyből kiderül, hogy a hatás a görbült erővonalak kiegyenesítésére irányul. Ez a hatás szintén a 3.5. fejezet jelenségei között játszik szerepet.

A mágneses nyomás fogalmának felhasználásával definiálható egy plazmajellemző, a plazma-béta:

$$\beta = \frac{2p\mu}{B^2}, \quad (1.19)$$

mely a gáznyomás és mágneses nyomás viszonyát jellemzi, kis plazma-béta esetén a mágneses nyomás szerepe domináns.

1.3.1. A szoláris dinamómechanizmus

Amint azt a bevezetőben említettem, az asztrofizikai dinamóműködésre nézve korlátot jelent a Cowling-féle antidinamó-tétel. Ennek idővel többféle megfogalmazása is született, állításait összesítve úgy fogalmazhatnánk meg, hogy nem állhat fenn stacionárius formában tengelyszimmetrikus mágneses tér, melyet egy szintén tengelyszimmetrikus áramlás (köráram) tart fenn. Ha egy ilyen tér átmenetileg létre is jön, az előbb-utóbb szétdiffundál, eltűnik. A megfigyelt asztrofizikai mágneses terek ezért nem egyetlen, szimmetrikus áramlás következményei, hanem más áramlások is szerepet kapnak benne. Közös hatásuk eredményeképpen a mágneses tér állandó változásban van, jellemző esetben két ellenkező fázis között oda-vissza váltakozik. A Nap esetében ez az 1.1. pontban vázolt poloidális-toroidális váltakozásnak a polaritásváltás révén 22 év körüli karakterisztikus idejű eseménysorát jelenti. A szoláris dinamó elméletének erről a bonyolult folyamatról kell számot adnia.

A mágneses térnek poloidális geometriájából toroidálisba való átalakulása eléggé nyilvánvaló módon köthető a differenciális rotáció hatásához, ebben a legtöbb dinamómodell egyetért. A kezdetben meridionális irányú erővonalak a befagyás tétele értelmében követik a szögsebesség szélességfüggését, és fokozatosan növekvő szöget zárnak be a meridionális iránnyal. A tér egy idő után toroidális alakzatot vesz fel, melyből megindulhat egyes fluxuscsövek kiemelkedése a felszínre, ez a naptevékenységi ciklus kezdete.

Az igazi kihívást a fordított folyamat jelenti: magyarázatot kell adnunk arra a megfigyelésre, hogy a toroidális fázis lecsengésével újra indul a poloidális fázis - ellenkező előjellel.

A problémára adott egyik válasz az $\alpha - \Omega$ dinamó néven ismert modell. Ebben a differenciális rotáció partnere a konvektív mozgástér, konkrétan a ciklonikus konvekciónak nevezett áramlási sokaság. Amint azt az 1.2.2. fejezet említi, a konvektív cellák kifelé áramlásuk közben a kitágulásuk miatt fellépő Coriolis-hatás miatt elfordulnak, s ezeket az elfordulásokat nevezik Reynolds-feszültségnek. Ilyen elemi elfordulásokat a mágneses tér is mutathat. Az ún. "közepes tér" módszer a sebesség és mágneses tér elemi elfordulásait a $\langle \vec{v} \rangle$ és $\langle \vec{B} \rangle$ átlagos terektől való sztochasztikusan fluktuáló \vec{u} és \vec{b} eltérésekként kezeli, ezeknek az indukcióegyenletben fellépő $[\vec{u} \times \vec{b}]$ kifejezését sorba fejt, a sor első tagja pedig $\alpha \langle \vec{B} \rangle$ alakú. Az alfa-effektus erről kapta a nevét, vagyis arról, hogy az elemi elfordulások hatását belefoglalja az indukcióegyenletbe, és így interpretálja a toroidális-poloidális metamorfózist. A másik megközelítés nem konvektív, hanem advektív sebességtteret vizsgál: a meridionális áramlást. Babcock és Leighton az 1960-as években vetette fel ennek lehetőségét, a modell újabban reneszánszát éli, másként fluxustranszport modellnek is nevezik. Az elképzelés szerint a bipoláris aktív vidékek követő részének fluxusa a meridionális áramlás révén pólusirányban vándorol, és ez hozza létre az évek során a következő poloidális teret. A modell

empirikus támasza a Joy-szabály néven ismert jelenség, mely szerint a foltcsoportok követő részei magasabb szélességűek, mint a vezetőik.

A létező dinamóelméletek egyelőre arra koncentrálnak, hogy a 11, illetve 22 éves ciklus lefolyására elfogadható magyarázatot nyújtsanak, de a nehézségek ezzel nem érnek véget. Nincs kizárva, hogy hosszabb távú szabályszerűségek interpretálásához további szereplők bevonására is szükség lesz. Ilyen jelenség lehet a Gnevyshev-Ohl szabály, vagyis a páros-páratlan ciklusok váltakozó erőssége, melyre pl. egy sugárzási zónabeli hipotetikus primordiális mágneses tér egy lehetséges magyarázatot adhatna. A Maunder-minimum, a ciklikus működés átmeneti leállása, majd újraindulása igen komoly kihívás. A Maunder-minimum végén észlelt extrém észak-dél aszimmetria felvetette a paritáskeveredés lehetőségét, vagyis azt, hogy a dipóltér mellett egy kvadrupól tér is jelen lehet, esetleg éppen az elhúzódnak minimumhoz kapcsolódva. A Gleissberg-ciklus esetleges realitása is kérdéseket vethet fel. A 3.4. fejezetben ismertetett munkám ilyen kérdésekkel áll kapcsolatban.

1.3.2. Fluxuscsövek felszínre emelkedése

A felemelkedő fluxuscsövek tárgyalásának fontos eszköze Spruit (1981) vékony fluxuscső modellje. Ez a következő egyszerűsítő feltételezéseket alkalmazza: a fluxuscső átmérője elhanyagolható a nem-mágneses környezet skálamagasságához és bármely mennyiség csőmenti változásának léptékéhez képest. E közelítésben a cső keresztmetszetében minden fizikai jellemzőjét átlagnak lehet tekinteni, ezek csak a cső mentén változnak. A csőben lévő belső gáznyomás és mágneses nyomás egyensúlyban van a külső gáznyomással:

$$p_b + \frac{B^2}{2\mu} = p_k \quad (1.20)$$

(ekvipartíciós nyomás). A fluxuscső viselkedését (1.20) mellett a (1.11) mozgás- (1.12) állapot, (1.13) energia és (1.15) indukcióegyenletek megfelelően átalakított változatai írják le (Fan 2009). Ennek nyomán egy sor elméleti vizsgálat született (Choudhuri és Gilman 1987; D'Silva és Choudhuri 1993; Fan, Fisher és DeLuca 1993; Caligari és társai 1995). Az eredmények empirikus ellenőrzéséhez szolgáltat adalékokat az a munkám, melyet a 3.5. fejezetben foglalkozok össze, a további elméleti vonatkozásokat pedig a 4. fejezet tartalmazza.

2. fejezet

Vizsgálati anyagok

Sajnálatos módon nincs a világon olyan homogén napfoltkatalógus, amely a rendszeres észlelések kezdetétől fogva egészen napjainkig észlelési adatokat tartalmazna a Nap aktivitásáról. Így a hosszútávú jelenségek vizsgálatához több katalógus egyidejű kezelése és felhasználása is szükséges lehet.

Mivel ezek a katalógusok más-más helyen, más távcsövekkel készített észlelések alapján, más-más feldolgozási módszer és személyzet közreműködésével készülnek, egyes esetekben szükség lehet a katalógusok homogenizálására az adatok kalibrálásával.

Az első három témához - torzió, Coriolis-hatás kapcsolata a napfoltokkal és a ciklus előrejelzések - szükséges statisztikai vizsgálatokat két, egymástól független napfolt-adatbázison is elvégeztem, míg az észak-déli aszimmetria vizsgálatánál már három, arra alkalmas katalógus adatait is felhasználtam, hogy minél hosszabb időtartamot tudjak figyelembe venni. Az aktív vidékek morfológiájának vizsgálata szükségessé tette a foltcsoportok vezető-követő részeinek megkülönböztetését. Ennek érdekében olyan katalógust kellett használni, amelyik az egyes foltok terület és pozíció adatai mellett megadja azok polaritását is. Az alábbiakban a fent említett négy katalógust ismertetem.

2.1. Debrecen Photoheliographic Data

Minden esetben (kivéve azt az esetet, ahol mágneses adatokra is szükségem volt) először az intézetünkben immár több, mint 36 éves múltra visszatekintő debreceni napfoltkatalógust (Győri és társai 2011), a Debrecen Photoheliographic Data-t (továbbiakban: DPD) vettem alapul. Ez a világon jelenleg fellelhető földi észleléseken alapuló napfolt-adatbázisok közül a legrészletesebb. Egyedülálló módon tartalmaz terület és pozíció adatokat az év minden egyes napjára, azon belül is az adott napon észlelt foltcsoportokra külön-külön, illetve az

összes észlelt foltcsoportban szereplő minden egyes foltra is (2.1. ábra). Magyarországon két helyen, a debreceni Napfizikai Obszervatóriumban és a gyulai Megfigyelő Állomáson végzünk napi gyakorisággal észleléseket a DPD számára, melynek célja egy olyan napfolt-katalógus létrehozása, mely a földi, fehér fényű, teljes korong észlelések alapján készül, és az 1976-ig Greenwichben készített katalógus folytatása. Amint az a 2.1-es ábrán látható,

| | | | | | | | | | | | | | | | |
|---|------|----|----|----|----|----|------|---|----|-----|----|-----|---------------|--------|-------|
| d | 1992 | 05 | 28 | 10 | 59 | 37 | GYUL | | 34 | 421 | 45 | 628 | 2448770.95807 | -16.65 | -1.04 |
| g | 1992 | 05 | 28 | 10 | 59 | 37 | 7172 | | 28 | 362 | 41 | 592 | 23.60 | 326.99 | 70.11 |
| s | 1992 | 05 | 28 | 10 | 59 | 37 | 7172 | 1 | 12 | 286 | 20 | 491 | 23.66 | 327.95 | 71.07 |
| s | 1992 | 05 | 28 | 10 | 59 | 37 | 7172 | 2 | 0 | 23 | 0 | 32 | 22.91 | 323.32 | 66.42 |
| s | 1992 | 05 | 28 | 10 | 59 | 37 | 7172 | 3 | 16 | 53 | 21 | 69 | 23.50 | 321.89 | 64.98 |
| g | 1992 | 05 | 28 | 10 | 59 | 37 | 7175 | | 0 | 9 | 0 | 4 | -3.72 | 273.38 | 16.49 |
| s | 1992 | 05 | 28 | 10 | 59 | 37 | 7175 | 1 | 0 | 2 | 0 | 1 | -2.09 | 275.90 | 19.02 |
| s | 1992 | 05 | 28 | 10 | 59 | 37 | 7175 | 2 | 0 | 3 | 0 | 1 | -1.32 | 273.12 | 16.24 |
| s | 1992 | 05 | 28 | 10 | 59 | 37 | 7175 | 3 | 0 | 4 | 0 | 2 | -5.73 | 272.24 | 15.35 |

2.1. ábra. Részlet a Debrecen Photoheliographic Data (DPD) napfoltkatalógusból

háromfajta sort tartalmaz a DPD. Minden esetben az első betűből derül ki, hogy az adott sor napra (d), foltcsoportra (g) vagy foltra (s) vonatkozik. Az észlelés pontos dátumát (év, hó, nap, óra, perc, másodperc) az észlelőhely nevének első 4 karaktere követi, amennyiben az említett sor napra vonatkozik, míg foltcsoportok és foltok esetén pedig az azonosításukra használt NOAA szám következik. Az ezt követő oszlop csak a foltra tartalmaz adatokat, méghozzá a foltok foltcsoporton belüli sorszámát adja meg. Ezen adatokat követi az észlelt umbra, az észlelt umbra+penumbra területe a korong területének milliomod részében, majd a korrigált umbraterület és a korrigált umbra- penumbraterület a nap felszínének milliomod részében mérve. Napok esetében a Julián-dátumot a pozíció szöge, végül a P_0 (a Nap és a Föld forgástengelye által bezárt szög) értéke követi. Foltcsoportok és foltok esetén a heliografikus szélesség (pozitív az északi, negatív a déli féltekén) és hosszúság, majd a centrálmeridiántól mért távolság, a pozíciós szög, illetve a korong középpontjától a sugár mértékében meghatározott távolság következik. A DPD-ből jelenleg (a dolgozat írásakor, 2013 júniusában) a 21., 22. és 23. napciklust felölelő, 36 évnyi anyag áll rendelkezésünkre, 1977-től egészen 2013-ig. Mivel a DPD készítése igen aprólékos és időigényes munka, ezért van az, hogy a 36 évnek kevesebb, mint a fele, egész pontosan 15 év anyaga ellenőrzött, végleges adat. A többi 21 év olyan, melynek során előfordulhatnak napok, amelyekre nem készült észlelés sem Gyulán, sem Debrecenben, és a hiányzó filmek még nem lettek beszerezve külföldi intézetektől, illetve ezen 21 évből 7 év már teljes, csak még nem ellenőrzött. Ez a hiány azonban csupán néhány nap a 21 évre nézve.

Tekintve, hogy a dolgozat egyes témáinak vizsgálata olyankor történt, amikor még csak az 1986-os évtől voltak DPD adatok, és a 2.2. fejezetben ismertetésre kerülő greenwichi kataló-

gus 1976-ban véget ért, ezért a hiányzó kilenc évet a 2.4. fejezetben ismerttetendő katalógus adataival pótoltam.

A vizsgálataimba bevont foltcsoportok, illetve foltok pontos számáról a módszerek különbözősége miatt az adott téma ismertetése kapcsán található információk.

2.2. Greenwich Photoheliographic Results

A másik adatbázis, amit a munkám során felhasználtam, a Greenwich Photoheliographic Results (Greenwich Royal Observatory 1976) (ezután: GPR). Ez a napfoltkatalógus 108 évet ölel át, 1874 májusával kezdődően és 1976-tal bezáróan. Ez után az Amerikai Légierő SOON adatbázis folytatta az anyagot. A 108 év adataiból azonban csak 103 évet - 1874-1976, azaz a 12-20 ciklusokat - használtam fel, mivel az 1977-től 1981-ig terjedő időszakra készült adatok már csak becslések. Habár talán ez a legtöbbek által ismert és használt napfolt-adatbázis a világon, mégis az irodalomban fellelhető hivatkozások száma messze elmarad a valós értéktől. Vitathatatlan érdemei közé tartozik, hogy hosszútávú jelenségek vizsgálatára is alkalmas az általa tartalmazott 103 évnek avagy 9 teljes napfoltciklusnak köszönhetően (2.2 ábra), viszont hátránya, hogy csakúgy, mint a legtöbb adatbázis a világon, kizárólag csak az aktív vidékekkel számol el, az egyes foltok adatait nem közli. Az oszlopok sorban az évet, a hó-

| | | | | | | | | |
|--------------|--------|----------|---------|-------|-------|-------|------|-------|
| 1874 510. 0 | 85 0 1 | 18 169 | 18 167 | 0.862 | 265.5 | 248.5 | -5.2 | 59.7 |
| 1874 511.526 | 85 0 1 | 0 58 | 0 100 | 0.959 | 265.5 | 248.7 | -5.2 | 73.3 |
| 1874 5 9.497 | 86 0 2 | 108 639 | 64 378 | 0.534 | 70.9 | 171.6 | 7.4 | -30.7 |
| 1874 510. 0 | 86 0 2 | 64 541 | 34 287 | 0.334 | 58.5 | 172.2 | 7.3 | -16.7 |
| 1874 511.526 | 86 0 2 | 8 384 | 4 196 | 0.182 | 15.5 | 172.7 | 7.1 | -2.7 |
| 1874 5 9.497 | 87 0 7 | 177 1159 | 130 852 | 0.733 | 96.7 | 155.1 | -7.0 | -47.2 |
| 1874 510. 0 | 87 0 7 | 151 1067 | 91 640 | 0.552 | 98.5 | 155.9 | -7.1 | -33.0 |
| 1874 511.526 | 87 0 7 | 98 807 | 52 427 | 0.330 | 103.5 | 156.7 | -7.2 | -18.7 |
| 1874 512. 0 | 87 0 7 | 95 771 | 48 389 | 0.131 | 127.5 | 156.8 | -7.1 | -5.6 |
| 1874 513. 0 | 87 0 7 | 89 692 | 45 350 | 0.148 | 239.5 | 156.9 | -7.0 | 7.5 |
| 1874 514. 0 | 87 0 7 | 76 580 | 41 312 | 0.367 | 257.5 | 157.0 | -6.9 | 20.6 |
| 1874 515. 0 | 87 0 7 | 62 449 | 38 273 | 0.566 | 261.5 | 157.1 | -6.8 | 33.7 |
| 1874 516.438 | 87 0 7 | 47 322 | 34 235 | 0.728 | 186.9 | 157.2 | -6.6 | 46.8 |
| 1874 517. 0 | 87 0 7 | 16 156 | 17 164 | 0.879 | 263.5 | 158.2 | -6.7 | 61.0 |
| 1874 518.441 | 87 0 7 | 0 48 | 0 92 | 0.968 | 263.5 | 159.1 | -6.7 | 75.1 |

2.2. ábra. Részlet a Greenwich Photoheliographic Result (GPR) napfoltkatalógusból

napot és napot, az ezred napot, az aktív vidékek azonosítóját, a mágneses csoport számát, a foltcsoport típus greenwichi azonosítóját, az észlelt, majd a korong területével korrigált

A DPD-hez hasonlóan, ez az adatbázis is nemcsak az egyes aktív vidékekről, hanem az egyes

| | | | | | | |
|----------------------------|---|---|---|-----------------|------|-------|
| b 1996 05 22 00 34 35 S0H0 | 0 | 5 | 0 | 3 2450225 52402 | 0 00 | -1 87 |
|----------------------------|---|---|---|-----------------|------|-------|

2.2.1. **Basic (SQUAD) and Basic (SDD) problems** ℓ_1 and ℓ_2

debreceni katalógusok a vizsgálatok idején még nem fedték le teljesen az 1874-től 2010-ig terjedő időszakot, hiszen a 21. napfoltciklusra ezek nem tartalmaztak adatot. Így az 1977-1985 közti éveket az SD katalógus segítségével tudtam csak vizsgálni. Ez az anyag a három közül a legkevésbé pontos. Az egyes aktív vidékekről csak azok megjelenésekor és minden hónap első napján tartalmaz mért adatot. A továbbiakban az összes többi napra, amikor az egyes foltcsoportok észlelhetők voltak, csak azok azonosító száma, az észlelés dátuma és a területe van feltüntetve. Ilyen formán ez a katalógus nem volt alkalmas sem a torziós vizsgálatokra, mivel nem tartalmaz foltadatokat, sem a Coriolis-erő foltcsoportokra gyakorolt hatásának vizsgálatához, mert az adott foltcsoport pozíció adatai egy hónapon belül minden napra megegyeznek, s így nem lehetséges azok naponkénti elmozdulásának vizsgálata. Alkalmas viszont a havonként észlelt foltcsoportok számának meghatározására, félgömbi bontásban is.

| | | | | | | | | | |
|-------------|-----|-------|-------|------|------|------|-----|----|------------|
| 19820331.34 | 115 | | | 0.36 | 424 | 229 | 179 | 2 | |
| 19820331.34 | 116 | | | 0.20 | 46 | 23 | 23 | 1 | |
| 19820331.34 | 118 | | | 0.44 | 76 | 42 | 22 | 7 | |
| 19820331.34 | 120 | | | 0.66 | 82 | 55 | 27 | 5 | |
| 19820331.34 | 122 | -19.5 | 215.0 | 0.90 | 36 | 40 | 40 | 1 | (IV-5.3) |
| 19820401.30 | 109 | -16.5 | 337.5 | 0.94 | 128 | 189 | 112 | 2 | (III-27.0) |
| 19820401.30 | 110 | 18.0 | 323.0 | 0.79 | 172 | 141 | 67 | 3 | (III-28.1) |
| 19820401.30 | 111 | 10.5 | 312.5 | 0.76 | 1684 | 1296 | 785 | 8 | (III-28.9) |
| 19820401.30 | 114 | -22.0 | 277.5 | 0.33 | 10 | 5 | 5 | 1 | (III-31.5) |
| 19820401.30 | 115 | -17.0 | 299.5 | 0.52 | 264 | 156 | 144 | 2 | (III-29.8) |
| 19820401.30 | 116 | -16.0 | 273.5 | 0.16 | 15 | 8 | 8 | 1 | (III-31.8) |
| 19820401.30 | 118 | 17.0 | 266.0 | 0.40 | 168 | 92 | 50 | 3 | (IV-1.4) |
| 19820401.30 | 120 | 17.0 | 314.5 | 0.78 | 128 | 103 | 61 | 2 | (III-28.7) |
| 19820401.30 | 122 | -20.0 | 217.0 | 0.80 | 142 | 119 | 69 | 6 | (IV-5.1) |
| 19820402.30 | 110 | | | 0.90 | 108 | 127 | 72 | 4 | |
| 19820402.30 | 111 | | | 0.87 | 1172 | 1242 | 809 | 13 | |
| 19820402.30 | 115 | | | 0.72 | 142 | 102 | 102 | 1 | |

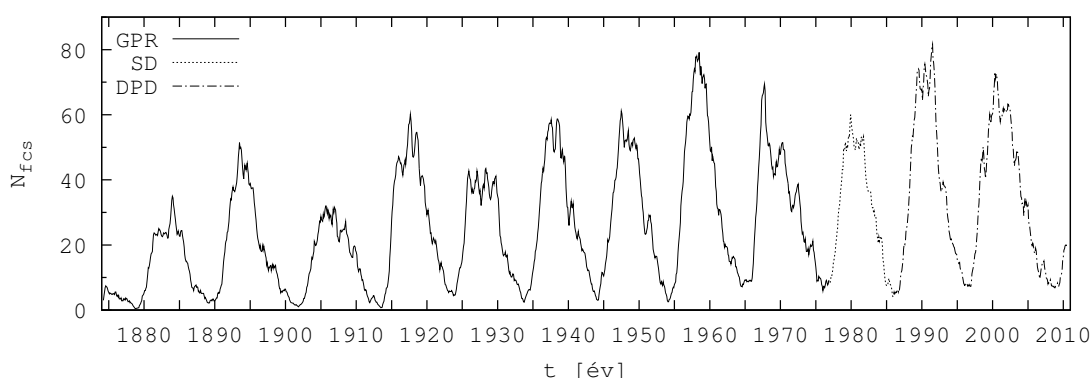
2.4. ábra. Részlet a pulkovói obszervatórium által készített Solnechnye Dannye napfoltkatalógusból

Amint az a 2.4. ábrán látható, az első oszlop tartalmazza az észlelés dátumát és a századnapokat ponttal elválasztva, a második a foltcsoport azonosítóját, a harmadikban találjuk a naprajzi szélességét a szokásos előjelezési szabály alapján (pozitív az északi, negatív a déli szélesség), majd a negyedikben a heliografikus hosszúságát, míg az ötödik oszlop a középponttól sugárban mért távolságát adja meg. A következő oszlopok a területadatokat tartalmazzák, rendre a négyzetfokokban mért területet, a foltcsoport teljes területét a napkorong területének milliomod részében mérve, a legnagyobb foltok területét szintén a napkorong területének milliomod részében mérve. Végül a kilencedik oszlop az egyes foltcsoportokban megtalálható foltok számát adja meg, míg az ezt követő, zárójelben található számok azt a hónapot és napot adják meg, amikor a foltcsoport áthaladt a centrálmeridiánon.

2.5. Adatok kalibrációja

A hosszútávú adatsorok hátránya, hogy sok esetben nem homogének, ezért ezek homogenizálása aprólékos munkát igényel, ám egyben elengedhetetlenül fontos feladat.

Mivel az előző alfejezetekben ismertetett napfoltkatalógusok mind-mind más helyről származnak, más-más távcsővel különböző észlelési anyagokra (üveglemez, film, illetve papír) készült észleléseken alapszanak, ezért szükséges ezen adatok egymáshoz kalibrálása. Tekintve, hogy a két anyag között nincs átfedés (a GPR 1976-ban véget ért, a DPD pedig a vizsgálatok végzésének idején az 1986-os évtől kezdve tartalmazott adatokat), így az SD kapcsolatot tud teremteni közöttük (2.5. ábra), mivel az 1950-es évektől egészen mostanáig tartalmaz adatokat. Ezért alkalmas arra, hogy a DPD első és a GPR utolsó 11 évét ilyen adatokkal is lefedjem. Ily módon lehetőség nyílt arra, hogy a debreceni és a greenwichi adatokat egymáshoz tudjam kalibrálni. Ennek menetét fogom a következőkben ismertetni.



2.5. ábra. A GPR, SD és DPD adatai alapján számolt havi foltcsoportszámok. A görbéken hét hónapos csúszóátlaggal készült simítás van.

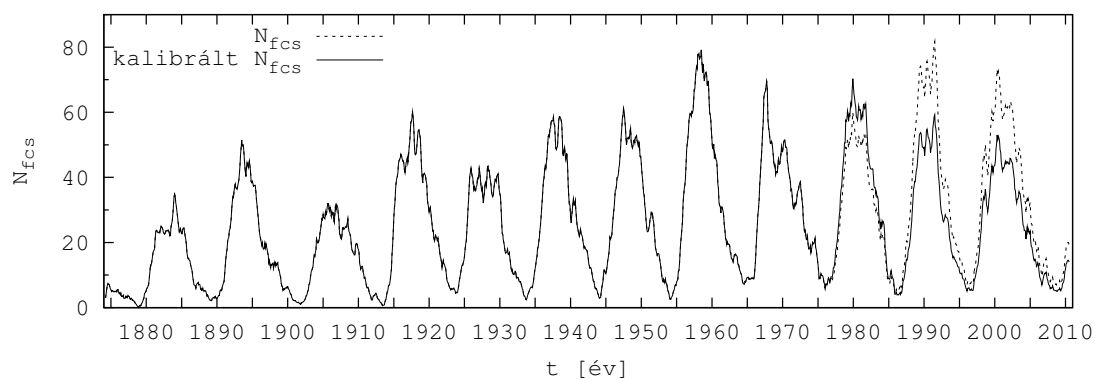
Tekintve, hogy a célom az volt, hogy a három különböző adatsorból egy homogénnek tekinthető adatsort kapjak, az SD-t is fel kellett használnom. Így a három forrásból származó adatok között létre lehetett hozni kb. egy-egy ciklusnyi átfedést. Ezért az SD-ből az 1966-1976 és 1986-1996-os időszakokat vettem, azaz gyakorlatilag két katalógus adataival fedtem le a 20. és a 22. napfoltciklust. Ezután minden hónapra összeszámoltam a foltcsoportok számát mind a GPR, mind az SD és mind a DPD alapján. Így ezen havi foltcsoportszámok ismeretében meghatároztam a két ciklusra vett hányadosuk átlagát, mely által meg tudtam mondani azt, hogy az SD a DPD-hez, illetve a GPR-hez viszonyítva havi bontásban hány foltcsoportról ad számot. Ezen arányok szerint az SD tartalmazza a legkevesebb foltcsoportot (lásd: 2.1. táblázat), méghozzá a GPR azonos időszakában megjelentekhez képest 1.172-szer kevesebbet. A DPD viszont 1.617-szer több foltcsoporttal számol el 1986 és 1996 között, mint az

SD. Ezekből adódik, hogy a DPD a greenwichi katalógusnál is 1.379-szer több foltcsoportot regisztrál.

| adatforrások | időtartam | arány |
|--------------|-----------|-------|
| GPR/SD | 1966-1976 | 1.172 |
| DPD/SD | 1986-1996 | 1.617 |
| GPR/DPD | - | 0.725 |

2.1. táblázat. Különböző adatbázisok összehasonlítása

Az előbbieken említett számítások elvégzése után az SD és a DPD katalógusokból megkapható havi foltcsoportszám adatokat beszorozva a megfelelő arányszámmal, megkaptam a greenwichi katalógushoz kalibrált havi foltcsoportszámokat (2.6. ábrán folytonos vonallal). Innentől kezdve ezt az adatsort homogénnek tekintettem.



2.6. ábra. A három katalógus hét hónapos csúszóátlaggal simított havi foltcsoportszám adatai kalibrálatlanul (szaggatott) és kalibráció elvégzése után folytonos vonallal jelölve

3. fejezet

Saját eredmények bemutatása

3.1. Torziós oszcilláció és a napfoltok

A torziós oszcilláció (Howard és LaBonte 1980) felfedezése óta többen többféleképpen próbálták magyarázni a jelenség létrejöttének okait. A 2000-es évek elején a GONG és MDI felszín alatti méréseinek köszönhetően többen (Howe és társai 2000a; Komm, Hill és Howe 2001; Antia és Basu 2001) megmutatták azt, hogy a torziós mintázat kb. $0.82R_{\odot}$ mélységig kimutatható. Mások (Snodgrass 1987; Snodgrass és Wilson 1987) úgy vélik, hogy a torziós mintázat az óriás konvektív cellák ún. donut topológiájú változatához kapcsolódik.

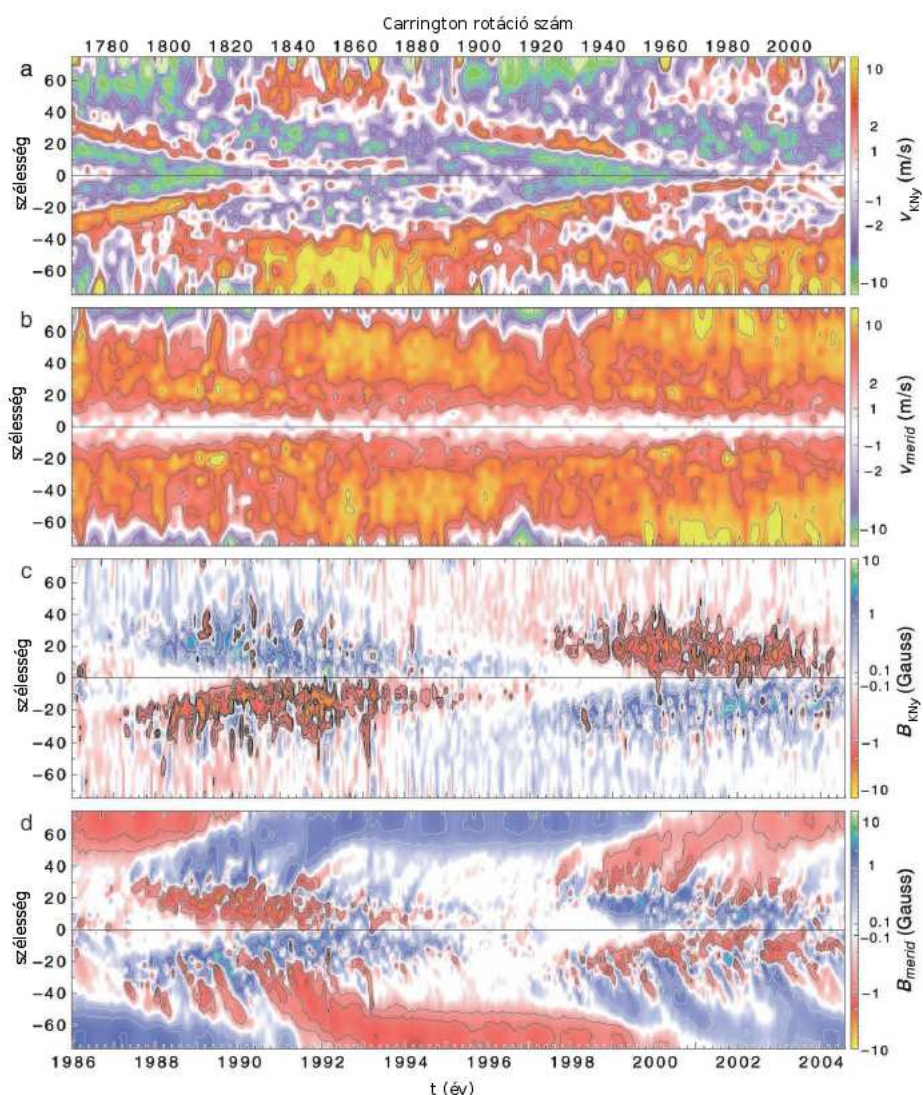
Az elméleti vizsgálatokat az a hasonlóság motiválta, hogy mind a torziós sávok, mind pedig az aktivitási zóna az egyenlítő felé tart a ciklus előrehaladtával. Ezért lehet azt gondolni, hogy az aktivitási ciklus és a torziós oszcilláció között lehet valamiféle kapcsolat. Az első elméletről e tárgyban Schüssler (1981) és Yoshimura (1981) cikkében olvashatunk, akik szerint létezik egy olyan mechanizmus, melyet a Lorentz-erő keltette hullámok okoznak. A későbbi modellek már a napfoltokat is figyelembe veszik. Pl. Petrovay és Forgács-Dajka (2002) szerint a napfoltok megváltoztatják a konvektív zóna turbulens viszkozitását, ez pedig a differenciális rotációt módosítja. Spruit (2003) véleménye szerint a napfoltok hűtik a felszínt, és ez a hőmérséklet-változás geosztrofikus áramlást okoz, mely a torziós oszcilláció kialakulásáért felelős. Néhány korábbi munka már beszámolt térbeli kapcsolatról, de ezek közül az egyik (LaBonte és Howard 1982) nem a napfoltok, hanem a mágneses aktivitás hosszú távú eloszlásait vizsgálta, míg egy másik (Zhao és Kosovichev 2004) csak jelezte az aktivitási zóna helyét, de eloszlásokat nem tanulmányozott.

Saját módszer leírása

Jelen munka célja a napfoltadatok térbeli és időbeli eloszlásai és a torziós hullám migrációja közti kapcsolat kutatása. Ebből adódóan a foltok néhány adatának (pl. foltméret, foltszám, átlagos foltméret, átlagos foltszám) szélességi eloszlására koncentrálok. Ezek az eloszlások gyakorlatilag a pillangó-diagram egy-egy arcát mutatják. A foltok kizárólag csak a foltcsoportok fejlődési csúcsán, azaz azok legnagyobb területű állapotában lettek figyelembe véve. Így minden foltcsoport csak egyszer szerepel a vizsgálatban, így a foltcsoportok entitásként vannak kezelve, és fejlődési tulajdonságaik nem befolyásolják az eloszlásokat. A napfolt jellemzők eloszlásainak térbeli felbontása egy fok, míg időbeli felbontása három hónap, mely megfelel a Howard és LaBonte (1980) eredeti cikkében közölteknek. Ahhoz, hogy az így elkészült eloszlásokat közvetlenül összehasonlíthassuk a torziós hullámok (gyorsabb/lassabb sávok, nyírási szélességek) szélességi helyzetével, a Mount Wilson-i mágneses- és sebességmérések szinoptikus térképén (3.1. ábra) a legjobban illeszkedő vonalakkal jelöltük meg a hullámok helyét (Roger Ulrich szíves engedélyével). Majd ezen görbékkel illesztettük rá a napfolt jellemzők eloszlásainak 3.2. ábrán látható négy paneljére.

Eloszlások

Amint azt már fentebb is említettem, a napfoltoknak négy jellemzőjét vizsgáltam meg. Elsőként a foltok számát és területét számoltam össze minden 1 fokos szélességi sávban, majd az átlagos foltszámot, illetve foltterületet számítottam ki, amelyek azt hivatottak kifejezni, hogy az adott egy fokos szélességi sávban átlagban hány és mekkora területű foltot tartalmaz egy foltcsoport. Amint az könnyen belátható, a két utolsó tulajdonsággal a foltcsoportok komplexitását vizsgáltuk, hogy ellenőrizhessük azt a feltételezést, mely szerint a nagyobb és komplexebb fluxuskötegek nagyobb mértékben módosíthatják a sebességtereket, és ez lehet az oka a torziós mintázatnak (Petrovay és Forgács-Dajka 2002). A 3.2. ábrát szemügyre véve láthatjuk, hogy a második panelen ábrázolt napfoltok számának eloszlása mutatja a legjobb egyezést a Mount Wilson-i szinoptikus térképről leolvasott nyírási szélességeket jelölő görbékkel. Azt mondhatjuk, hogy a legtöbb folt az előrehaladó torziós sávban található. Egyben szembetűnő az is, hogy a legtöbb folttal borított terület -az ábrán sárgával jelölve- az előretartó sáv és a pólus felőli lemaradó sáv határán látható. Ugyanakkor egyben ezek a legnagyobb területű foltok – ahogyan azt a 3. panel szemlélteti. Jól látszik, hogy az előrehaladó sáv egyenlítő felőli határvonala jól definiálja a napfoltok megjelenésének határát.

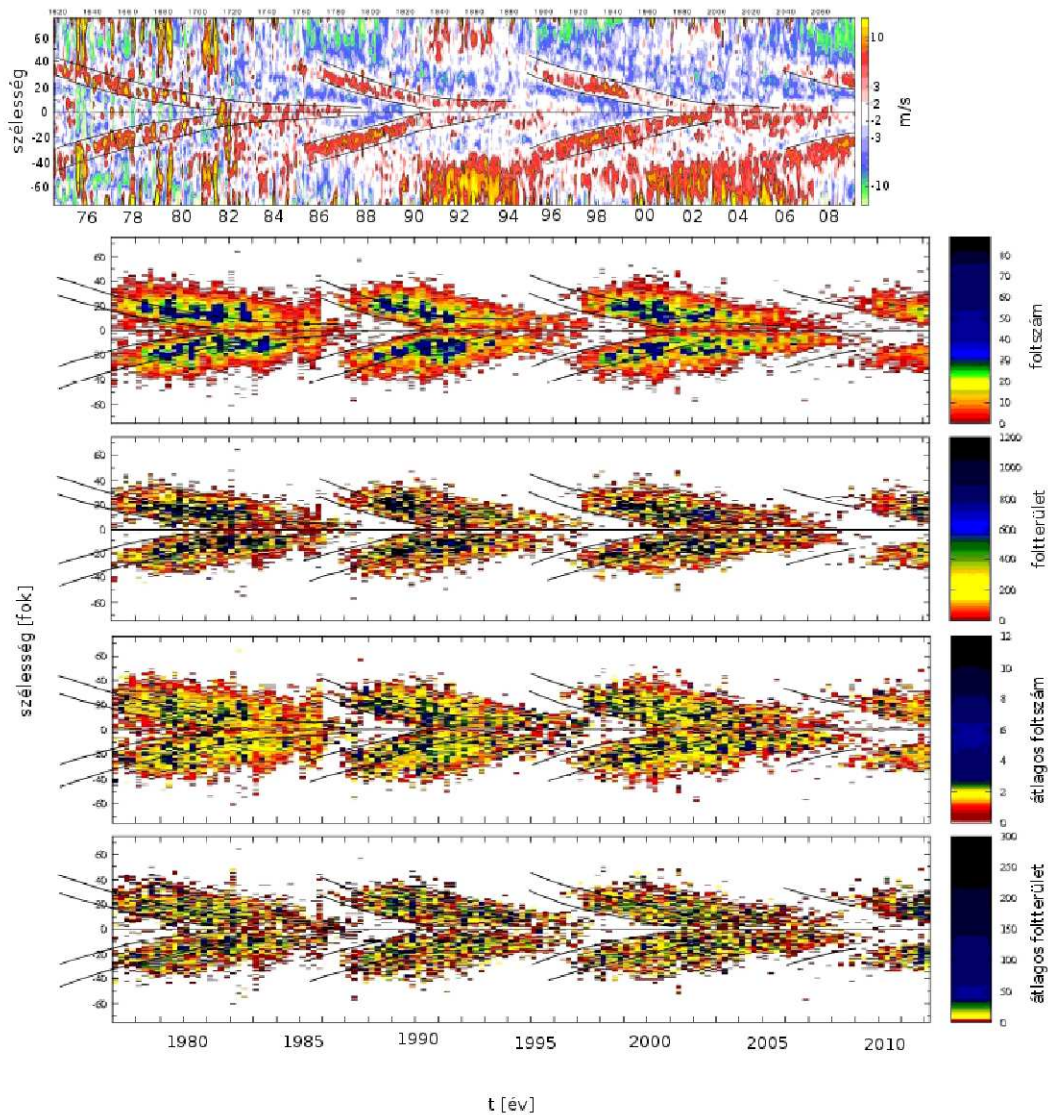


3.1. ábra. Az ábrán található panelek föntről lefelé: K - Ny -i sebesség, pirossal a gyorsabb, kékkel a lassabb sávok, meridionális irányban mért sebesség, K - Ny -i mágneses tér, meridionális irányú mágneses tér (Ulrich és Boyden 2005)

A fentebb említett tulajdonságok nem támasztják alá azt a feltételezést, miszerint a napfoltok felelősek a torziós sávok kialakulásáért, mivel ezek a sávok már a ciklus első foltjainak megjelenése előtt észlelhetők. Másfelől azonban a foltcsoportok komplexitásának ilyenfajta jellemzői – átlagos foltszám és átlagos foltterület – nem adnak további információt a torziós sávokkal való kapcsolatáról.

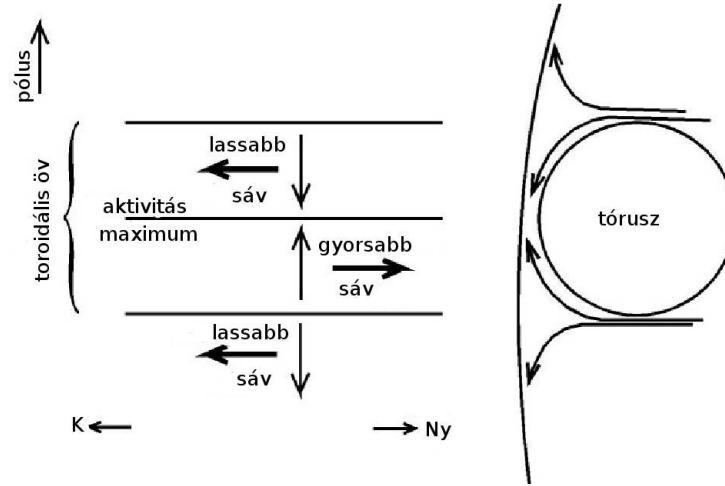
A második tulajdonság lehet jelzője egy belső áramlásnak, s ez lehetőséget ad a 3.3. ábrán látható mechanizmus feltételezésre. Ha az északi féltekén tekintünk egy mágneses fluxusköteget, amely a konvektív zónától egy bizonyos magasságig terjed, akkor az akadályt jelenthet a feláramlásnak. Ezen a régió kívül, tehát egyenlítő-, illetve pólusirányban az áramlás erő-

sebb lehet, mint a tórusz fölött, s ez esetben az körbefolyja a tórusz képezte akadályt. A tórusz fölött ez a visszaforduló áram a torziós sáv pólus felőli oldalán egyenlítő irányúvá, miközben az egyenlítő felőli oldalon pólus irányúvá válik. Ezt szemlélteti a 3.3. ábra jobb oldali panelje. Így az egyenlítő felé folyó áramlás a Coriolis-erő hatására keleti, miközben a pólus felé folyó áramlás nyugati irányú lesz (bal panel), s ezek adják az előrehaladó és lemaradó sávokat, így a Spörer-diagram középvonala megfeleltethető a két torziós sávot elválasztó nyírás vonalának.

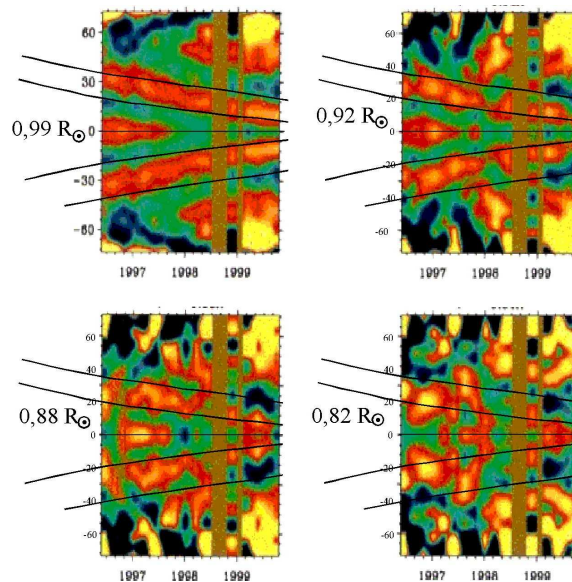


3.2. ábra. Felső ábra torziós sávok (Ulrich 2009), pirossal a gyorsabb, kékkel a lassabb sávokat jelölték. 2–5 panel: torziós sávok és a napfolt jellemzők (fönről lefelé: foltszám, foltterület, átlagos foltszám, átlagos foltterület) eloszlásainak kapcsolata. A fekete vonalak megegyeznek a felső ábrán láthatókkal, az összehasonlítást segítik.

Az aktív régiókban zajló belső mozgásokat Zhao és Kosovichev (2004) is megfigyelte. Howe és társai (2000a) a Nap belsejében is kimutatta a torziós mintázatot, és azt vette észre, hogy ez a mintázat folyamatosan szétzilálódik, és $0.82 R_{\odot}$ mélység környékén már szinte felismerhetetlen. Ha a fent vázolt mechanizmus működik, ez azt is jelentheti, hogy $0.82 R_{\odot}$ mélység alatt van a toroidális erővonal köteg legfelső tartománya, amely felett a torziós sávok keletkeznek.



3.3. ábra. Sematikus ábra a torziós mechanizmus egy lehetséges magyarázatához az északi féltekén. Bal oldali panel: kívülről nézve, jobb oldali panel: a meridionális síkból, nyugatról nézve.



3.4. ábra. A felszín alatti torziós sávok az 1996-1999 években, Howe és társai (2000a) cikkéből. Az ábrán látható görbék a 3.1. ábrára illesztett vonalak. A panelek mellett a Nap sugarának függvényében látható a torziós mintázat mélysége.

3.2. Coriolis-hatás és napfoltok

Ward (1965) ismerte fel először, hogy a napfoltok azimutális és meridionális irányú elmozdulása között kapcsolat van, és ez szélességi függést is mutat. Ward a napfoltok $\langle v_\theta v_\phi \rangle$ kovarianciáját vizsgálta a GPR alapján, majd nevezte el ezt a $\langle v_i v_j \rangle$ turbulens sebességek kovarianciájának vagy Reynolds feszültségnek. Eredményül azt kapta, hogy a kovariancia pozitív az északi és negatív a déli féltekén, s ez magába foglalja azt, hogy az egyenlítő irányú elmozdulások a pozitív hosszúsági sebességből (v_ϕ) erednek. Ezt többen is (Coffey és Gilman 2005; Gilman és Howard 1984; Howard 1991; Pulkkinen és Tuominen 1998) megerősítették. Coffey és Gilman (2005) Sacramento Peak-i adatok alapján azt kapta, hogy a kovariancia szélességi növekedése független attól, hogy melyik félgömbön vizsgálják. Gilman és Howard (1984) 62 évnyi Mount Wilson-i anyag vizsgálatával arra a következtetésre jutott, hogy a magányos foltokra vonatkozó kovariancia kb. 60%-kal kisebb, mint foltcsoportok esetén. Pulkkinen és Tuominen (1998), illetve Howard (1991) szerint a korrelációk szélességi eloszlása nagyjából lineáris 40° -nál kisebb szélességek esetén. Ezekkel szemben Nesme-Ribes, Ferreira és Vince (1993) azt állította, hogy nincs mérhető kovariancia az általuk vizsgált nyolc évre.

Más szerzők ugyanezt a jelenséget a kromoszféra tulajdonságai alapján vizsgálták, mint pl. CaII vonalak fényében készített észlelések segítségével. Belvedere és társai (1976) szerint a K vonalban észlelt fáklyák sokkal megbízhatóbbak ezen vizsgálat szempontjából, mint a napfoltok, még ha azok pozíció adatai kevésbé megbízhatóak is.

A legtöbb fentebb említett cikk a meridionális, illetve azimutális kovarianciát vagy korrelációt általánosabban véve $\langle v_i v_j \rangle$ turbulens sebesség kovarianciának nevezte, illetve Reynolds feszültségként emlegette, ahol a v_i és v_j egymásra merőleges sebesség komponensek. E munkák azt feltételezik, hogy a Reynolds feszültségek forrásai a turbulens konvekciós cellák, melyek a Nap rotációja révén Coriolis-elfordulásokat szenvednek. Többen (Ward 1965; Rüdiger és társai 1998) a Reynolds feszültséget tartják a leginkább felelősnek az egyenlítő irányú impulzustranszportért, ezáltal a differenciális rotáció fenntartójának tekintik.

Ebben a fejezetben a fentebb említett szélességi eloszlás időfüggését fogom megvizsgálni, és gyakorlatilag a Muraközy és Ludmány (2008a) cikk anyagát ismertetem.

Saját módszer leírása

Ezen vizsgálathoz is a DPD 13 évét (1986-1998) használtam fel (Győri és társai 2011), illetve az így kapott jelenséget szerettem volna több év adatain is ellenőrizni, ezért a vizsgálatot kiterjesztettem a GPR 103 évére (1874-1976) is (Greenwich Royal Observatory 1976). A

vizsgálatokat az előző esettel ellentétben csak napfoltcsoportokra végeztem el, mivel nincs olyan napfolt-adatbázis, amely az egyes foltokat külön egységenként kezelné, s amíg csak észlelhető, azonosan nevezné el. Ez óriási –és sok esetben lehetetlen– munka lett volna, hogy a DPD alapján a foltcsoportok foltjait is azonosítsam. Viszont az a tény, hogy a jelenséget csak foltcsoportokon vizsgálja az ember, bizonytalansági tényezőt is behoz, amiről Gilman és Howard (1984) írtak. Ez a bizonytalanság abból adódik, hogy a foltcsoportok szélességi és hosszúsági mozgásai a foltcsoportok morfológiai tulajdonságaiból is adódhatnak, s nem feltétlenül a Coriolis-erő következményei. Mivel a foltcsoportok vezető részei általában gyorsabban mozognak, mint a követő részek, és ráadásul még a foltcsoportok dőlésszöge is olyan, hogy ezek együttesen egyenlítő irányú elmozdulást okoznak. Ha a vizsgálatunkhoz foltokat használnánk, akkor azok mozgásából lehetetlen lenne eliminálni a foltcsoportok effajta, nem Coriolis-mozgását.

Éppen ezért, hogy ezt a hatást kiküszöböljük, vagy minél kisebbre csökkentsük, a vizsgálatunkat csak a fejlődésük csúcsán lévő foltcsoportokra alapoztuk, vagyis azokra, amikor a foltcsoportok elérték területük és kiterjedésük alapján a maximális állapotukat; amelyeknél már a fentebb említett, nem Coriolis típusú elmozdulások már nem számottevők, s a foltcsoportok egy-egy különálló egységnek tekinthetők. Ezért kiválogattam minden olyan foltcsoportot, mely a maximális területű állapota előtt és után minimum 3 napig látszott. Hogy a geometriai rövidülésből (foreshortening) adódó hibákat is ki lehessen küszöbölni, csak a centrálmeridiántól mért 70° -on belül lévő foltcsoportokat vettem figyelembe, illetve az esetleges további hibák csökkentésére mind L-ben és mind B-ben csak napi 4° -nyi elmozdulást engedtem meg. Ez a válogatás nem befolyásolta a kapott eredményeket, hiszen mi nem a meridionális és azimutális elmozdulások korrelációjának valódi értékét akartuk megvizsgálni, sokkal inkább annak időfüggését.

A korrelációs együtthatót az alábbi, jól ismert formula alapján határoztam meg:

$$r = \frac{\sum(\Delta L_i - \overline{\Delta L})(\Delta B_i - \overline{\Delta B})}{\sqrt{\sum(\Delta L_i - \overline{\Delta L})^2} \sqrt{\sum(\Delta B_i - \overline{\Delta B})^2}}, \quad (3.1)$$

ahol az egyes foltcsoportok napi hosszúsági elmozdulását ΔL_i , a szélességit pedig ΔB_i jelöli. Az r értéke -1 és 1 között változhat, és értékétől függően szoros korrelációt, illetve gyenge korrelációt jelent, míg $r = 0$ esetén a két változó korrelálatlan. Mivel az észlelések időpontja nem azonos az egymást követő napokon, ΔL_i -t és ΔB_i -t 24 órára normálni kellett, mert ellenkező esetben nem lehetne összehasonlítani az egyes értékeket.

Hasonló okokból a differenciális rotációra sem készült korrekció, mivel ez a teljes napciklus folyamán azonos hatást gyakorol a foltcsoportokra, így nem módosítja a korreláció időprofilját.

Eloszlások

Minden egyes az előzőekben leírt válogatáson átesett foltcsoport szélességbeli és hosszúság-beli elmozdulásaira kiszámítottam a korrelációs együtthatót, majd ezeket átlagoltam minden 5°-os szélességi sávra. A különböző forrásokból felhasznált, a fentebb ismertetett kritériumoknak megfelelő foltcsoportok számait a 3.1. táblázat tartalmazza. A $(\Delta L_i, \Delta B_i)$ korreláció szélességfüggése a DPD éveire a 3.5. ábrán, míg a GPR éveire a 3.6. ábrán látható. Az eredmények hasonlóak Latushko (1993) és Pulkkinen és Tuominen (1998) eredményeihez, azzal a megjegyzéssel, hogy a Pulkkinen–Tuominen szerzőpáros nem a korrelációs együtthatót, hanem annak csak a számlálóját, a kovarianciát használta, így a mérőszámok eltérőek.

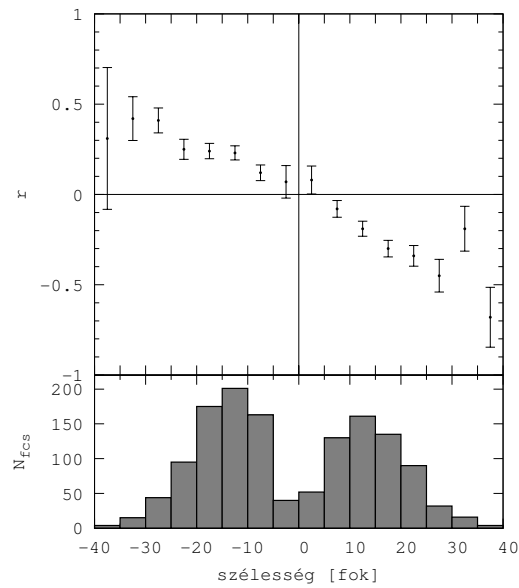
| | DPD | GPR |
|----------------------|------|------|
| foltcsoportok száma | 1357 | 5683 |
| idő intervallum (év) | 13 | 103 |

3.1. táblázat. A korrelációs vizsgálatban felhasznált foltcsoportok száma a különböző források alapján

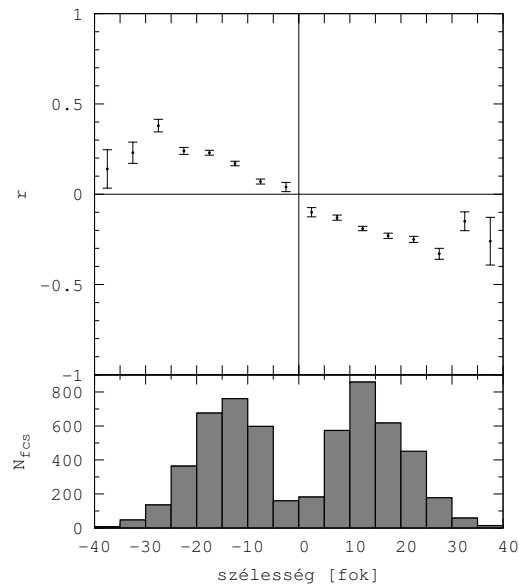
Amint az a 3.5. és a 3.6. ábrák felső paneljairől is leolvasható, a korreláció az egyenlítőnél eltűnik, abszolút értéke monoton nő a magasabb szélességek felé, illetve negatív az északi és pozitív a déli féltekén. Ám mivel az eredeti célunk az volt, hogy ezen mintázatban valamiféle időfüggést találjunk, megismételtem ezt az eljárást az 1986-1998 közötti évekre egyenként is (3.7. ábra). Ez az időintervallum magába foglalja a teljes 22. ciklust, illetve a 23. ciklus első két évét is.

A 3.7. ábrán jól látható, a $(\Delta L, \Delta B)$ korreláció monoton nő az 1988-as és 1989-es maximum-közeli években, majd ez a trend szinte eltűnik a leszálló ág minimum (1996) előtti éveiben. Az ekkor tapasztalható sztochasztikus mintázat nyilván nem meglepő, mivel ilyenkor a minta száma elég kicsi az észlelt foltcsoportok számát tekintve. Ám a monoton növekvő trend újból felfedezhető az 1997-1998 években, a következő ciklus felszálló ágának kezdetén, amikor is a 23. ciklus foltjai jelennek meg magas szélességeken.

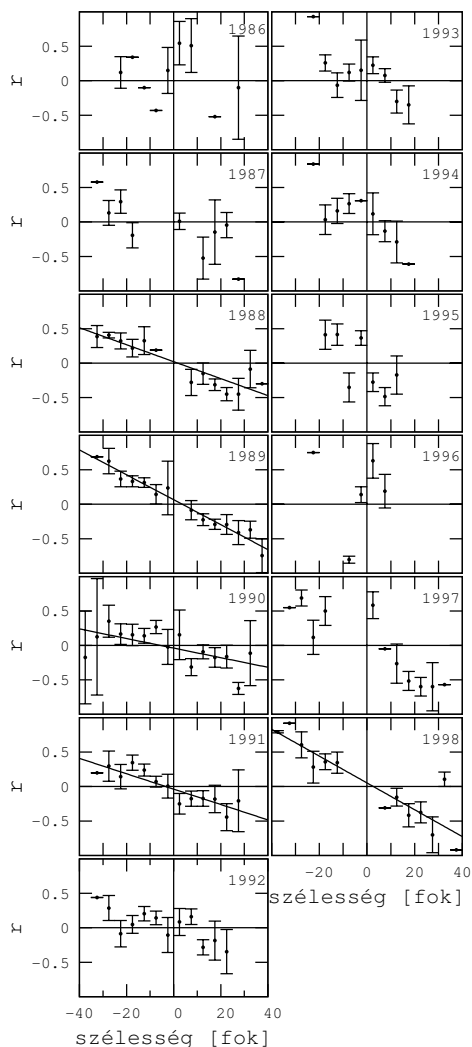
Természetesen ez a mintázat várható, hiszen a Coriolis-hatás az egyenlítőhöz közelítve egyre gyengül, az egyenlítőn pedig teljesen eltűnik. Ebben a ciklussal együtt gyengülő effektusban nem volt semmilyen újdonság, ezt már mások is kimutatták (Gilman és Howard 1984; Balthasar, Vazquez és Wöhl 1986). Ami viszont váratlan volt, az a korrelációs együttható értékének átmeneti gyengülése a maximumban. Látható, hogy a korreláció erősödik az 1988-1989-es években, majd 1990-ben a mintázat összetörni látszik, s aztán 1991-ben újra



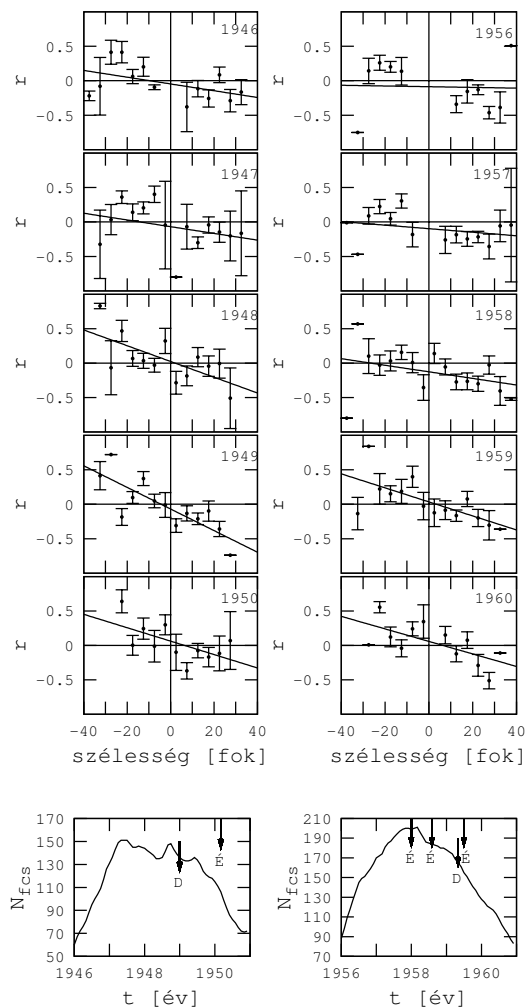
3.5. ábra. A felső panelen a foltcsoportok szélességi-hosszúsági elmozdulásai korrelációjának szélességi eloszlása, míg az alsó panelen az 5° -os szélességi sávokban található foltcsoportok számai láthatók a DPD 1986-1998 közötti éveire.



3.6. ábra. A felső panelen a foltcsoportok szélességi-hosszúsági elmozdulásai korrelációjának szélességi eloszlása, míg az alsó panelen az 5° -os szélességi sávokban található foltcsoportok számai láthatók a GPR éveire.



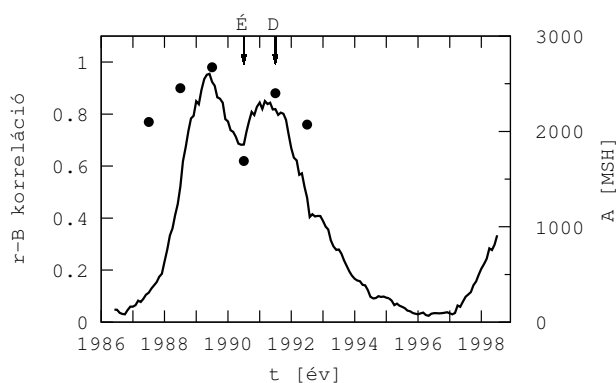
3.7. ábra. A foltcsoportok szélesség- és hosszúságbeli elmozdulásaira számított korrelációk szélesség szerinti eloszlása az 1986-1998 közötti évekre.



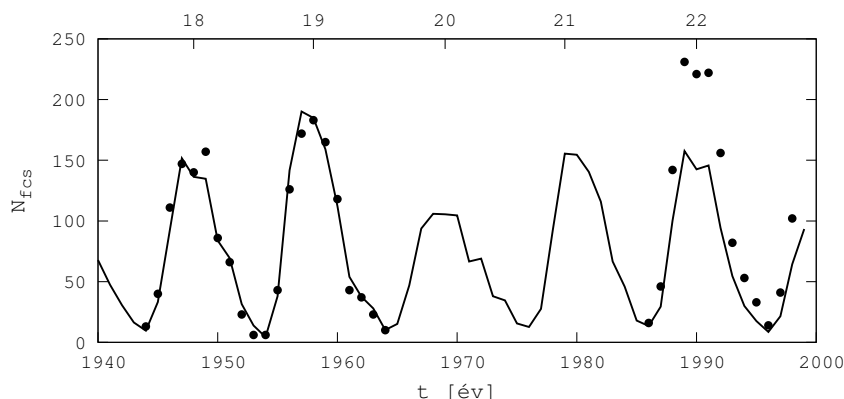
3.8. ábra. Korrelációs együtthatók szélességi eloszlása a 18. és 19. ciklusok maximumai körül (felső panel). Az alsó 2 panel a havi foltcsoportszámok átlagát mutatja az 1946-1950 közötti és 1956-1960 közötti évekre, míg a nyilak az északi és déli félteke mágneses polaritásváltásának idejére (Makarov és Makarova 1996) mutatnak.

egy egyenesre rendeződik a korrelációs együttható szélességi eloszlása. Ez nem magyarázható a minta alacsony számával, hiszen a foltcsoportok száma nagyobb, mint 1988-ban és alig kisebb, mint 1989-ben volt; valószínűleg ennek pontosan az ellenkezőjét, azaz egyfajta monoton csökkenést várnánk.

Hogy ezt a szemmel látható efféktust ellenőrizhessük, kiszámítottam az (r,B) korrelációt, vagyis a korrelációs együttható szélességfüggését. A 3.9. ábrán láthatjuk a ciklus menetét folyamatos vonallal, illetve pontokkal ábrázoltam az (r,B) korrelációt. Szépen mutatja ez a fajta megközelítés, hogy az 1990-ben bekövetkezett gyengülés egybeesik a ciklus maximuma alatt bekövetkező gyengüléssel, azaz az ún. Gnevyshev-bemélyedéssel. A cikluserősségének újbóli emelkedésével ez az érték is újból nőni kezd. Lehetséges, hogy az 1990-es évnél tapasztalt visszaesés valamilyen mélyebb összefüggést jelezhet.



3.9. ábra. A 22. ciklus alakja a foltterületek 11 hónapos futóátlaga alapján (görbével). A pontok az $r-B$ korrelációs együttható éves értékeinek átlagait mutatják. A nyilak az északi és déli féltéke mágneses polaritásváltásának idejére mutatnak. A polaritásváltásra vonatkozó adatok Makarov és Makarova (1996) cikkéből származnak.



3.10. ábra. Folyamatos vonallal az éves napfoltrelatívszámok (SIDC-team 1999) 11 hónapos futóátlaga, pontokkal pedig a vizsgálataink során a 18-19. illetve a 22. ciklus alatt figyelembe vett foltcsoportok száma látható.

A jelenség ellenőrzésére elvégeztem a számításokat a GPR éveire (1874-1976) is (3.6. ábra), illetve a 18. és 19. ciklus maximum körüli éveire (1946-1950 és 1956-1960) pedig évenként is (3.8. ábra). A 18. és 19. ciklusok azért lettek kiválasztva a GPR ciklusai közül, mert ezek viszonylag magasak, és mutatják a Gnevyshev–bemélyedést, míg a GPR első 5 ciklusa elég alacsony, és ez esetben elég kevés foltcsoportot lehetne kiválogatni, és ezért a maximum körüli viselkedésre kapható ábrák túlságosan nagy szórást mutatnának. A válogatási kritériumok ugyanazok voltak, mint a DPD esetén. Látható, hogy az összesített esetben (3.6. ábra) a kirajzolódott mintázat ugyanolyan, mint a DPD esetén (3.5. ábra) is. Ezután az időfüggésre kapott 3.8. és a 3.10. ábrát szemügyre véve észrevehetjük, hogy a GPR sajnos nem erősíti meg azon feltételezésünket, miszerint a Gnevyshev–bemélyedés okozná a korreláció visszaesését.

Mindazonáltal az éves felbontásban készült ábrák mind a DPD, mind a GPR esetén jól mutatják a Spörer-szabályt; miszerint ha az aktív területek magasabb szélességeken vannak, akkor a Coriolis-effektusnak kifejezettebben kell megnyilvánulnia, mint a ciklus vége felé, az egyenlítőhöz közeli szélességeken. Ez a tulajdonság igaz az 1986-os és 1996-os év esetén is. Ezek után joggal várhatná az olvasó, hogy a maximum évek esetében, amikor a foltokkal borított terület szélességi kiterjedése a legnagyobb, akkor ugyanaz lesz a mintázat, mint a teljes ciklusra. Ezt a várakozást azonban nem igazolták a számítások, mivel találtam olyan esetet, amikor a Coriolis mintázat gyengül a maximum évében.

Nem tudjuk azt sem mondani, hogy a $(\Delta L, \Delta B)$ korrelációjának értékét a differenciális rotáció bármilyen változó tulajdonsága befolyásolná, hiszen ha megnézzük a (3.1) képletet, akkor láthatjuk, hogy a korrelációs együttható csak a foltpozíciók napi szélességi, illetve hosszúsági változásaitól függ, és független azok tényleges értékétől. Továbbá a szögsebesség is állandónak tekinthető azon időtartam alatt, míg a foltcsoportok pozícióit figyelembe vettük a korrelációs együttható kiszámításához, mert ez maximum 11 nap lehetett. Nem lehet a jelenség oka maga a differenciális rotáció sem, mert az sem változik évről-évre ugrásszerűen. Azonban a „páros-páratlan” szabálynak sem tudható be a léte, mivel a 18. és a 22. ciklusra vonatkozó adatokat két különböző forrásból vettem, így a mágneses polaritási feltételektől is függetlennek tűnik.

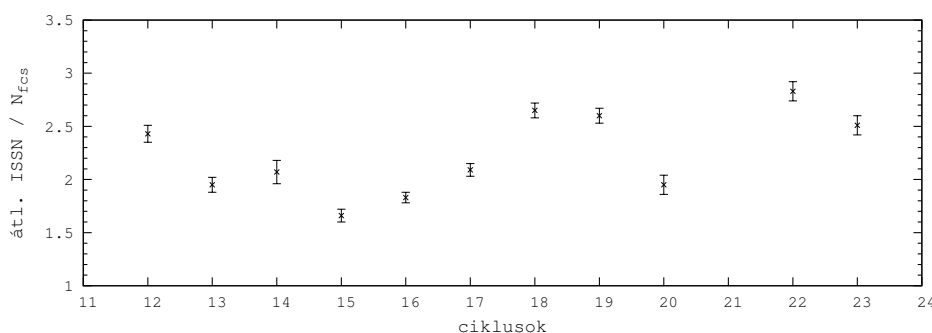
Egy másik lehetséges magyarázat lenne a ciklus alatti fluktuációra a mágneses dipóltér polaritásváltása. Ennek ellenőrzésére a ciklusgörbékhez mindhárom esetben berajoltam az északi, illetve déli polaritásváltást is. Ezeket a 3.9. és 3.8. ábrán nyilakkal jelöltük, és az adataikat Makarov és Makarova (1996) cikkéből vettük. Mindkét esetben azt láthatjuk, hogy a polaritásváltások a második maximumban, vagy az után következnek be. Emiatt szintén úgy gondoljuk, hogy sem a Gnevyshev–bemélyedés kialakulásában, sem a korrelációs együtthatók

eloszlása meredekségeinek fluktuációjában nem játszik szerepet a mágneses polaritásváltás. A következő lehetséges magyarázat a 11 éves napfoltciklus és a kvázi-kétéves fluktuáció kölcsönhatására koncentrál. Ezen elmélet szerint a kvázi-kétéves periódus ráakódik a 11 éves periódusra, s ez felel a Gnevyshev–bemélyedés létrejöttéért Bazilevskaya és társai (2000) cikk szerint. Nagyon sok vizsgálat született a tachoklin zónától (más néven tachoklínától) egészen a kozmikus sugarakkal való lehetséges kölcsönhatásról, de egyik sem nyert bizonyítást. Ilyenek többek között Mursula, Zieger és Vilppola (2003) szerint a 2 évnél rövidebb periódusú fluktuációk és a kvázi kétéves, illetve kvázi-hároméves periódusúak, amelyekről Ivanov, Obridko és Shelting (2002) számolt be.

3.3. Előrejelzések a 24. ciklusra

A mindenkori következő napciklus nagyságának előrejelzése mindig igen fontos feladat, és tekintettel a nemrég elmúlt, szokatlanul hosszú minimumra, egyre nagyobb érdeklődés övezi. Ezért többen, többfajta módszer alapján próbálkoznak ezzel. Ezen próbálkozások egy része azon alapul, hogy numerikusan extrapolál az előző ciklusok alatt tapasztalt trendekre (Aguire, Lettellier és Maquet 2008), míg mások fizikai megfontolások alapján keresik a kapcsolatot az előzményekkel (precursor módszer). Ez utóbbiak többnyire az előző poloidális tér erősségére támaszkodnak. E módszerek egyike (Ohl és Ohl 1979) azt mutatta meg, hogy a minimum előtti leszálló ágon a K_p index, azaz a geomágneses zavar szintje korrelál a következő maximum erősségével. Egy másik ilyen lehetőség a Waldmeier–effektus vizsgálata lehet, mely szerint kapcsolat van a felszálló ág hossza és az azt követő maximum nagysága között. Ezt mostanában mások (Dikpati, Gilman és de Toma 2008) megkérdőjelezték, mert szerintük ezt a jelenséget csak a Wolf-szám definíciójából adódó hatás okozza. Megint mások úgy gondolják, hogy az egymás után következő ciklusok részben átfedik egymást, s ennek az átfedésnek a nagysága meghatározza a következő maximum nagyságát.

E fejezetben az előbb említett megfontolásokra kétféle előrejelző módszert mutatok be. Az egyik a minimumbeli foltmentes napok száma és az azt követő maximum erőssége között keres kapcsolatot, míg a másik a Waldmeier–effektust is kihasználó kezdőszélességek alapján próbál becslést adni a 24. ciklus maximumának várható nagyságára. Szeretném hangsúlyozni azonban, hogy jelen fejezet főként nem a 24. ciklus maximumának előrejelzéséről kíván szólni, hanem két lehetséges előrejelző módszert szeretne bemutatni, melyet a közeli jövőben tesztelni lehet. A jelen részben taglalt előrejelzések egy nagyobb, többszerzős nemzetközi cikkben fognak megjelenni (Brajša és társai, leadva), melynek részét képezik a többi szerző által készített előrejelző módszerek is, de a dolgozatomban csak a saját módszereimet mutatom be. Ezt a cikket a Solar Physics-be adtuk le (referálás alatt), de az anyagából több nemzetközi konferencián is elhangzott már előadás.



3.11. ábra. A 12–23. ciklusok ISSN/foltcsoporszám hányadosainak változásai

Saját előrejelzéseimet mindkét esetben foltcsoportszámban fogom kiszámítani, de az irodalomban fellelhető más előrejelzésekkel való összevethetőség érdekében napfoltrelatívszám-ban (ISSN) is megadom. Az átszámolás alapja az lesz, hogy az ISSN és a foltcsoportszámok ciklusokra átlagolt havi hányadosait veszem hosszú időintervallumra, hiszen amint az a 3.11. ábrán látható, ezek ciklusonkénti adatai a múlt század alatt is jelentős változást mutattak. Az átlagolást csak a ciklus belső 3 évére, azaz a maximum előtti és utáni 1.5 évre végzem el, hiszen a napfoltminimumok idején e hányadosnak igen jelentős szórása van. Végül a ciklusokra kapott értékek számtani átlagát (3.2. formula) használom a foltcsoportszám ISSN-re való átszámítására.

$$\left(\frac{ISSN}{FC_s}\right) = 2.23 \pm 0.38 \quad (3.2)$$

3.3.1. Foltmentes napok száma mint ciklus előrejelző mennyiség

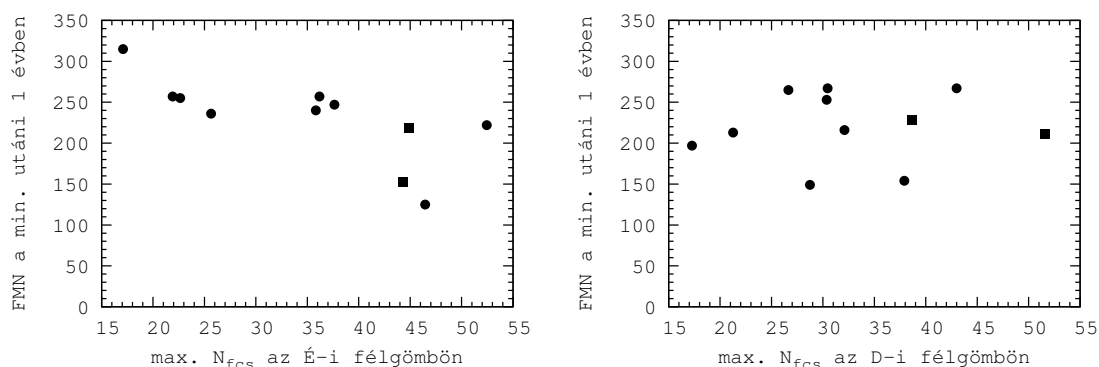
A 24. ciklus előtti minimum idején vizsgálatot kezdtünk a foltmentes napok számának előrejelzési képességére vonatkozóan. Ezzel előttünk már többen is foglalkoztak az irodalomban, többek között Wilson és Hathaway (2005), illetve egy egyiptomi kolléganő, Dr. Rabab Helal Abdel Hamid (Hamid és Galal 2004) is, aki 2008 tavaszán tett látogatást az intézetünkben. A jelen munka ezt a módszert terjeszti ki a két félteke elkülönített vizsgálatára. A módszer azon alapul, hogy egy adott minimumban foltmentesen eltelt napok száma és a következő ciklus erőssége a korábbi tapasztalatok alapján fordított arányosságot mutat. Így ez alapján becslést lehet tenni a következő ciklus várható intenzitására.

Saját módszer leírása

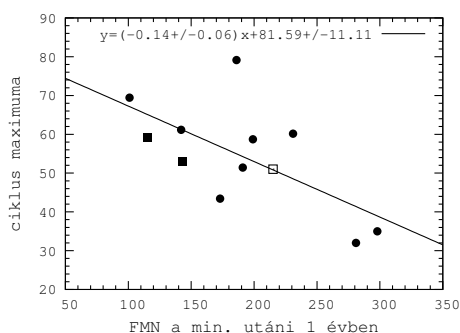
A minimumbeli foltmentes napok számának –mint a következő aktivitási ciklust előrejelző mennyiség– meghatározására az alábbi módszert alkalmaztam. A Coffey és Erwin (2004) táblázatban megadott minimumok időpontja utáni 12 hónapban, azaz a ciklus felszálló ágának kezdetén eltelt egy évre összeszámoltam, hány nap telt el anélkül, hogy az észlelt napkorong adott félgömbjén foltot regisztráltak volna. E módszer lehetőséget ad a következő ciklus nagyságának becslésére, de az előbb említett kritérium miatt kizárólag csak a minimum időpontjának ismeretében. Így alkalmazása során meg kell várni azt, amikor már biztosan meg lehet állapítani, hogy mikor legalacsonyabb az aktivitás. Ez a feladat nem volt könnyű a jelenlegi szokatlanul hosszú elnyúló minimum miatt. A foltmentes napok számának havi összesítése azt mutatta, hogy a 24. ciklus minimuma 2008 augusztusára esik. Ebben a hónapban mindössze három olyan nap volt, amikor aktivitás volt regisztrálható a napkorongon.

A ciklusok maximumait az időprofilok hét hónapos simítása után kapott legnagyobb érték kiválasztásával határoztam meg.

Eloszlások

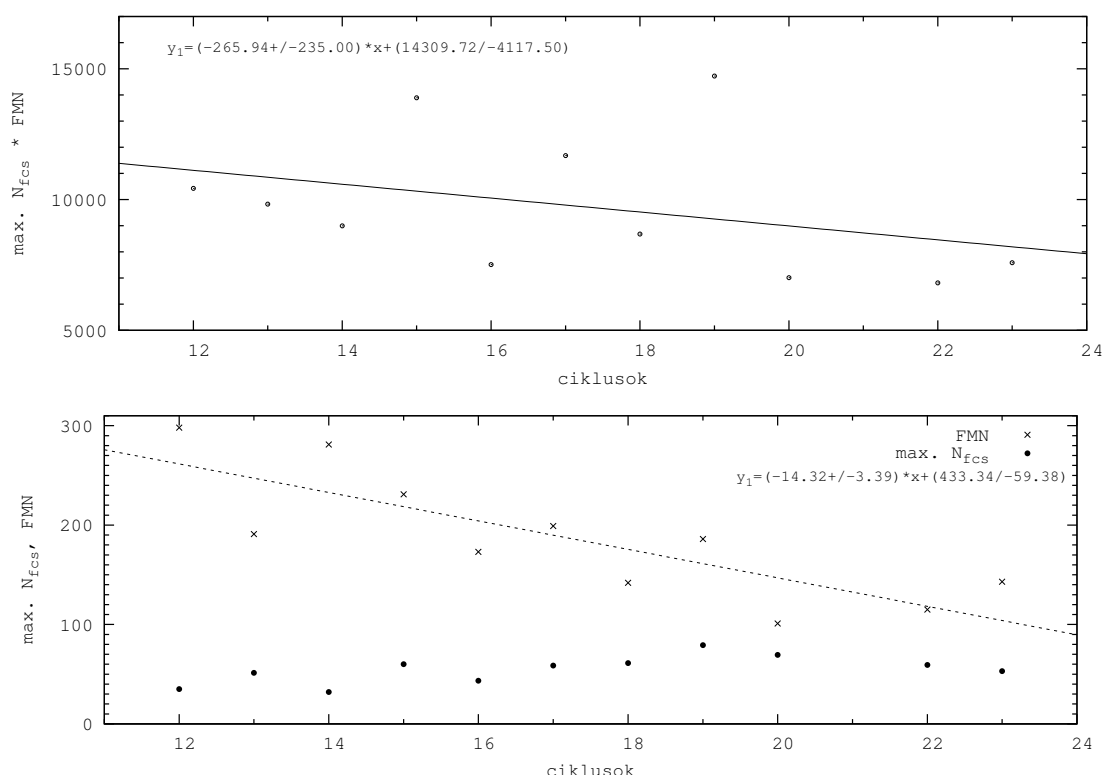


3.12. ábra. Foltmentes napok száma a minimum utáni egy évben a két félgömbre számolva a következő ciklus nagyságának függvényében. A pontok a GPR kilenc, míg a négyzetek a DPD két ciklusát jelölik.



3.13. ábra. A ciklus erőssége a minimum utáni egy évben a teljes napkorongon észlelt foltmentes napok számának függvényében. A pontok a GPR, a négyzetek a DPD ciklusaira számolt értékek. Az üres négyzet a 24. ciklus várható amplitúdóját reprezentálja.

A 3.13. ábra a minimumokat követő egy évben regisztrált foltmentes napok számát mutatja a következő ciklus erősségének függvényében. Annak érdekében, hogy erre becslést lehessen tenni –a 24. ciklust megelőző minimum utáni egy év alatt foltmentesen eltelt napok számát felhasználva–, egyenest illesztettem a pontokkal ábrázolt GPR és a négyzetekkel ábrázolt DPD ciklusainak értékeire. Amint a 3.13. ábráról leolvasható, az így meghatározott intenzitás értékére foltcsoportszámban 51.4, az előrejelzés hibájára pedig 11.3 adódik –ISSN-ben kifejezve 114.6 ± 31.9 .



3.14. ábra. A *folmentes napok* számát mint *napfoltciklus előrejelző adat megbízhatóságát ellenőrző diagramok*. Felső panel: a minimumbeli *folmentes napok* számának és a *foltcsoportszámban mért ciklus maximumának szorzata*. Alsó panel: a csillaggal jelölt minimumbeli *folmentes napok* számainak és a *ciklusok erősségeinek (pontokkal) változása*.

Egy mostanában megjelent közlemény (Pesnell 2012) is foglalkozik a *folmentes napok* számának előrejelző tulajdonságával. Eszerint a 24. ciklus amplitúdója ISSN-ben kifejezve 100 lesz. E cikk 4. ábrája azt mutatja, hogy ez az eljárás nem használható az 1920-as évek után, mivel az előzőleg fellelhető korreláció eltűnik. Ennek ellenőrzésére született a 3.14. ábra, melynek felső panelje szerint a minimumban mérhető éves *folmentes napok* számának és a következő ciklus maximumának szorzata változik ugyan, de ennek viselkedésében nem ismerhető fel változás az 1920-as évek után. Az alsó panelen látható a cikluserősségek változása és a minimumbeli *folmentes napok* száma. Ez alapján mondhatjuk, hogy a *folmentes napok* száma fluktuál egy csökkenő trend körül, de ez nem változik az 1920-as évek után. Ez a csökkenés valószínűleg a technika fejlődésével párhuzamos, hiszen a régebbi fotografikus vagy rajzos észlelések nem tették lehetővé az igazán kis foltok regisztrálását, szemben a mai nagy felbontású CCD-kel.

A fenti ábrákon látható, hogy a minimumbeli *folmentes napok* száma fordítottan arányos a következő ciklus erősségével. Ezt már mások (Wilson és Hathaway 2005; Hamid és

Galal 2004) is kimutatták, ám az általunk elért egyik új eredmény, hogy megmutattuk, ez a függés kifejezettebb az északi félgömbön (3.12. ábra). Ez azt jelentheti, hogy az északi félteke látszólag érzékenyebb a poloidális fázis körülményeire, mint a déli. Ez egyben az északi félgömb kezdeményező szerepére utalhat, azaz lehetséges, hogy ez a félteke valamivel érzékenyebben jelzi azt, hogyan is alakul ki az új ciklus.

3.3.2. Kezdőszélesség és a ciklus profilja mint ciklus előrejelzők

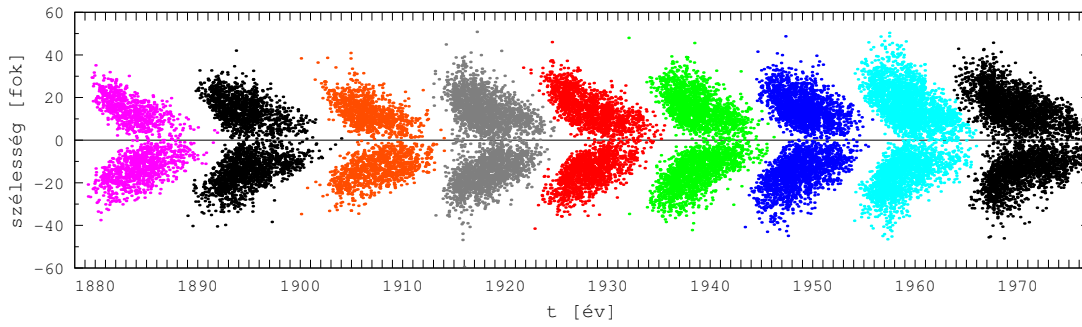
Saját módszer leírása

A pillangó-diagram szemügyrevétele sugallja azt, hogy a ciklusok kezdőszélessége és intenzitása között kapcsolat lehetséges. Ahhoz, hogy a ciklusok kezdőszélességét meg tudjam állapítani, nem az elsőnek megjelenő megfelelő polaritású vidékeket válogattam ki, ezzel csökkentve a ciklus elején még sporadikusan megjelenő foltcsoportok azonosítása és nagy szélességbeli szórása okozta hibát. Ehelyett olyan ciklus eleji időpontokat választottam, amikor már elegendő foltcsoport van ahhoz, hogy meghatározhassam azok átlagos szélességét. Így öt, egymástól különböző időpontban számítottam ki a havi átlagszélességeket. Ezen időpontok a következők: 8, illetve 10 hónappal a ciklus kezdete után, a felszálló ág 0.25-ös fázisánál és azon időpontokban, amikor a foltcsoportok száma eléri a 6-os, illetve 14-es havi értéket.

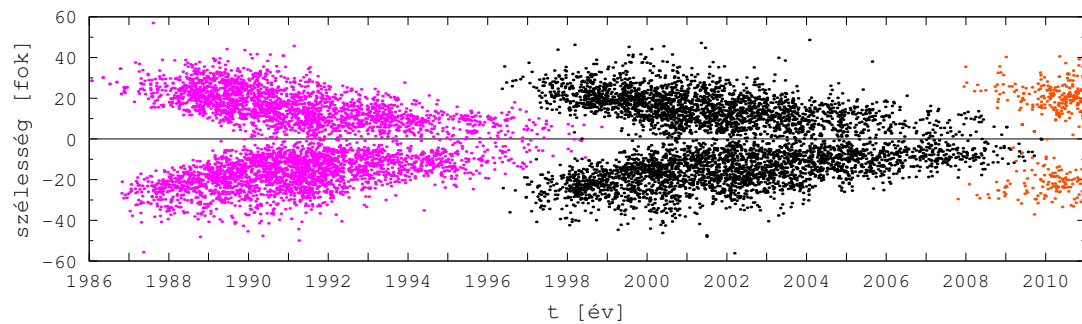
Az előbb említett időpontokat az egyes ciklusok felszálló ágaira illesztett Gauss-görbék (3.19. ábra bal felső panelje) maximumától való távolságként határoztam meg, hogy így csökkentsem a ciklusok valós kezdeti időpontjai azonosításának bizonytalanságát.

Eloszlások

Ahhoz, hogy a fentebb ismertetett eljárást alkalmazni tudjam, szükség volt arra, hogy a foltcsoportokat a saját ciklusukhoz tudjam rendelni a pillangó-diagramon. Mivel a ciklusok között átfedés van, már a leszálló ág alatt megjelennek az újabb ciklus magas szélességű aktív területei, melyek az előző ciklus átlagos szélesség görbáját magasabb szélességek felé húznák el. Tekintve, hogy a greenwichi katalógus éveire nem létezik mágneses adat, mely által a válogatás egyértelművé és automatizálhatóvá válna, ezért azt csak szemre lehetett elvégezni. Ez látható a 3.15. ábrán, ahol az egyes ciklusok foltcsoportjait különböző színekkel jelöltem. Ezt a válogatást a DPD-re is elvégeztem, de erre az időre már mágneses adatok is rendelkezésre állnak, melyek segítségével az egyes foltcsoportok hovatartozása pontosítható. Az így kapott eloszlás látható a 3.16. ábrán.



3.15. ábra. A 12–20. ciklus foltcsoportjainak szélességi eloszlása a GPR alapján



3.16. ábra. A 22–24. ciklusok foltcsoportjainak szélességi eloszlása a DPD alapján

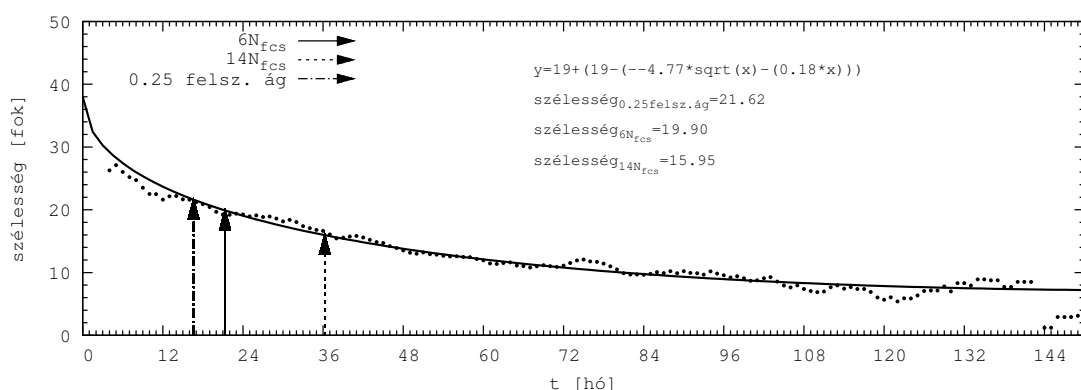
Az egyes ciklusok foltcsoportjainak azonosítása után havonta összesítettem a félgömbönként észlelt foltcsoportokat, végül hét hónapos csúszóátlagot számoltam rájuk a következő képlet segítségével:

$$N_{fcs}(7)_n = \frac{\sum_{i=(n-3)}^{(n+3)} N_{fcsi}}{7}, \quad (3.3)$$

ahol N_{fcs} a havi foltcsoportszámot jelöli.

A kezdőszélesség értékeket a következő módon határoztam meg. Az előzőekben ismertetett szétválogatás után kiszámítottam a havi átlagos szélességeket, majd ezek hét hónapos csúszóátlagát vettem, s az így kirajzolódott görbére illesztettem egy gyökfüggvényt. Erre látható egy példa a 12. ciklus alapján a 3.17. ábrán. A kezdőszélességeket már az illesztett görbe adott időpontban vett értékeként határoztam meg. Az ábrán a függőleges nyilak jelzik azon időpontokat, amikor a korongon észlelt foltcsoportok átlagos havi értéke elérte a 6-ot (folytonos), a 14-et (szaggatott), illetve a felszálló ág hosszának 25%-át (pontosított vonal).

A legegyszerűbb módszer a fentebb említettek közül azt az időpontot veszi figyelembe, amikor a ciklus intenzitása elér egy előre definiált szintet. E szint értékének én a 14-es havi átlagos foltcsoportszámot választottam, mivel ez általában olyan időpontokban figyelhető meg, melyek a felszálló ágon, illetve annak kezdetén találhatók.



3.17. ábra. Havi átlagszélességek és az azokra illesztett gyökfüggvény a 12. ciklusra. A függőleges nyilak azon időpontokat jelölik, amikor a foltcsoportok átlagos havi értéke elérte a 6-ot (folytonos), a 14-et (szaggatott), illetve a felszálló ág 25%-os fázisát (pontozott vonal).

Az átlagos havi foltcsoportszámokat azok maximális területű állapotában vett havi értékeinek hét hónapos futóátlaggal simított átlagaként határoztam meg, majd ezen értékekre illesztettem Gauss-függvényt (3.19. ábra bal felső panelje), és az így kapott ciklusprofilok 14-es foltcsoportszámú időpontjait válogattam ki. Ezek után azt a szélesség értéket vettem figyelembe, mely a fentiek szerint meghatározott 14-es foltcsoportszámú időponthoz tartozott az átlagos szélességekre illesztett négyzetgyök függvényen.

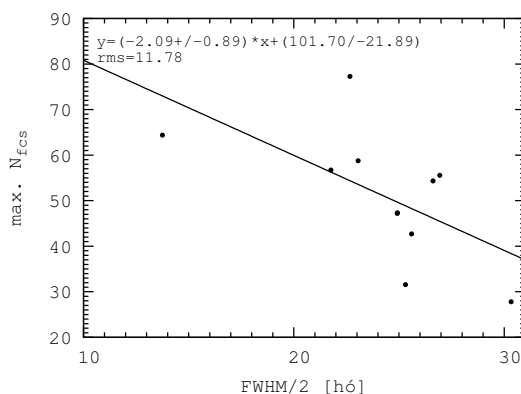
A kezdőszélességek és a maximumok közötti kapcsolatot mutatja a 3.20. ábra. A 24. ciklus kezdőszélességének (21.4°) ismeretében lineáris regresszió alkalmazásával becslés adható annak várható maximumára. Ez látható a 3.20. ábra jobb felső paneljén csillaggal jelölve. Ez alapján a 24. ciklus erőssége 46.4 ± 11.8 átlagos foltcsoportszámra várható, ha azt az időpontot tekintjük kezdőnek, melyben a havi átlagos foltcsoportszám 14 (3.20. ábra bal felső panel).

A következő módszert azon megfontolásból alkalmaztam, hogy a 14-es foltcsoportszámú állapot nem feltétlenül tartozik a ciklus elejéhez. Ez ugyanis erősen függ a felszálló ág profiljától és hosszától. A felszálló ág és a ciklus erőssége között Waldmeier (1935) talált összefüggést, mely szerint a ciklus erőssége fordítottan arányos a felszálló ág hosszával. Emiatt a 14 foltcsoportszámú időpont mellé még a 6 foltcsoportszámú állapotot is bevontam a vizsgálatba, melynek időpontját szintén a fentebb leírt módszerrel határoztam meg. Így e két előre definiált fázis közötti időtartam meghatározása lehetőséget adott a 24. ciklus maximumának becslésére, annak nagyságára és idejére vonatkozóan is.

A ciklus profiljának ismeretében egy előre definiált fázis meghatározható. Legyen ez a fázis a felszálló ág 25%-a.

A ciklus profiljának meghatározása e két pontból úgy lehetséges, ha a felszálló ág olyan

fél Gauss-görbével közelíthető, melynek félérték szélessége és magassága között az előbb említett Waldmeier-összefüggés teremt kapcsolatot. Ezért a 12-23 ciklusok felszálló ágaira egyszerű Gauss-függvényt illesztettem, és az így megkapott fél Gauss-görbéket ábrázoltam a 3.19. ábra bal felső paneljén.



3.18. ábra. A 12–23. ciklusok amplitúdója és félérték szélességének fele (FWHM/2) közötti összefüggés

A 3.18. ábrán látható a Gauss-görbék félérték szélességeinek fele és azok amplitúdója közötti kapcsolat, amely a Waldmeier-effektust jeleníti meg. A pontokra illesztett egyenes paramétereinek alapján a következő Gauss-függvény használható a ciklusprofilok közelítő leírására:

$$f(t) = H \cdot (1 - K) \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{2 \cdot (c/(1 - 1.2K))^2}\right), \quad (3.4)$$

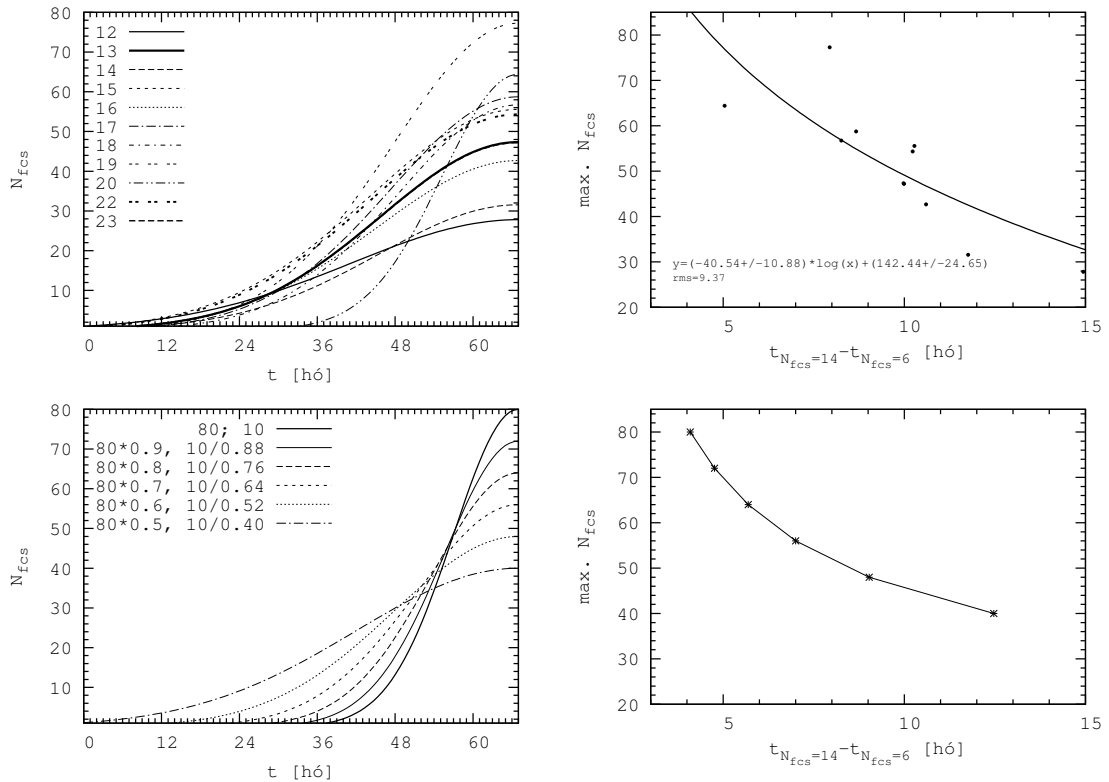
ahol H értékét 80-nak választottam, mert a legnagyobb, 19-es ciklus foltcsoportszámban mért amplitúdója 78 volt. A ciklusprofil szélességének c értékét 10 hónapnak választottam, K profil-paraméter ($K < 1$), melynek növekvő értékénél csökken a ciklusprofil amplitúdója, és nő annak szélessége. Az exponenciális kifejezés nevezőjének 1.2-es faktora onnan ered, hogy a Waldmeier-effektus szerint hosszabb ciklushoz alacsonyabb, rövidebb ciklushoz magasabb amplitúdó tartozik, ahogyan azt a 3.18. ábrán is láthatjuk, és az ismert ciklusprofilok esetén az amplitúdó-kiszélesedés kapcsolatát ezzel a faktorról lehetett legjobban közelíteni. A 3.4. összefüggés segítségével számított profilok láthatók a 3.19. ábra bal alsó paneljén. Az ábra jobb oldali paneljein az egyes ciklusok amplitúdói láthatók a 6-os és 14-es foltcsoportszámú állapotok között eltelt idő függvényében. A jobb felső ábrán a 12-23. ciklusok megfelelő adatai láthatók, míg a jobb alsó panel adatait a következőképpen számítottam ki. Az előbb említett Waldmeier-effektust is figyelembe vevő paraméterekkel illesztett Gauss-függvények 6-os és 14-es foltcsoportszámú időpontjai (t_6 és t_{14}) között eltelt időt az alábbi összefüggéssel határoztam meg:

$$t_{14}-t_6 = \left(2\ln\left(\frac{80(1-K)}{14}\right)\right)^{1/2} \cdot \frac{c}{1-1.2K} - \left(2\ln\left(\frac{80(1-K)}{6}\right)\right)^{1/2} \cdot \frac{c}{1-1.2K}. \quad (3.5)$$

Tekintve, hogy a 24. ciklus 6-os és 14-es foltcsoportszámú állapotainak időpontjai ismertek, a 3.19. ábra jobb alsó diagramja lehetővé teszi e ciklus amplitúdójának megbecsülését. Ezután a maximum értékének ismeretében és a 3.4. formula segítségével megkapható a K értéke. Végül ezek és a következő képlet segítségével meghatározható a felszálló ág hossza:

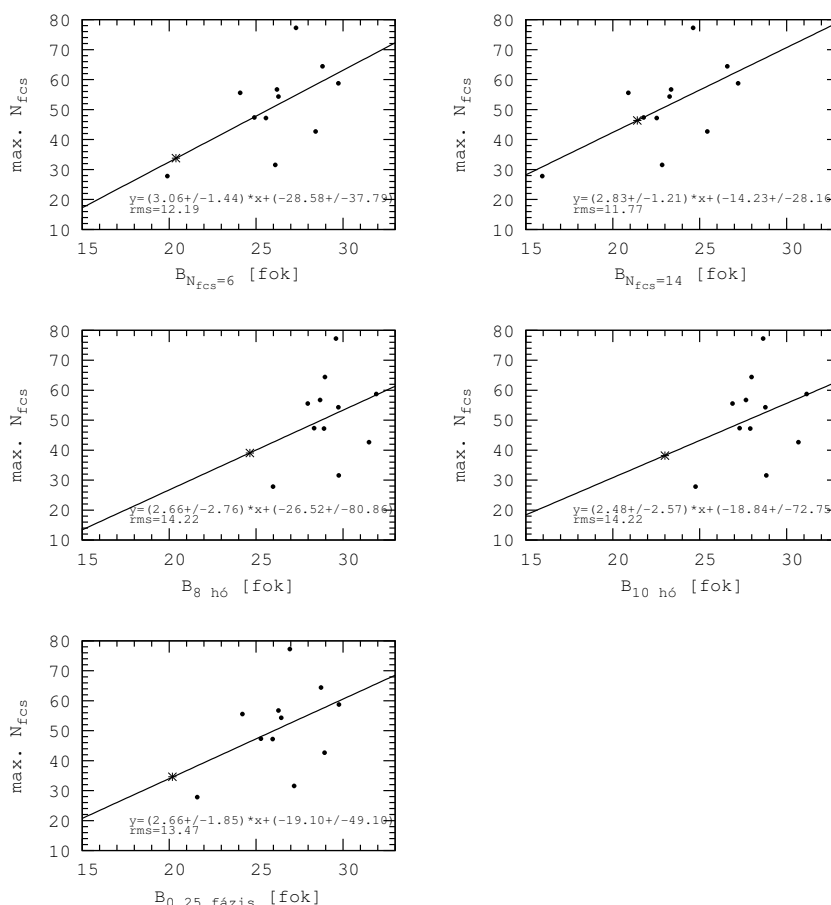
$$\Delta t_1 = (2\ln(80(1-K)))^{1/2} \cdot \frac{c}{1-1.2K}. \quad (3.6)$$

A felszálló ág várható hosszának ismeretében a 25%-os fázis időpontja már megadható és ennek az időpontnak az átlagos szélessége is vizsgálható, ennek a vizsgálatnak az eredményét a 3.20. ábra legalsó panelje mutatja.



3.19. ábra. Bal felső panel: a 12–23. ciklusokra illesztett fél Gauss-függvények. Jobb felső panel: a ciklusok amplitúdói a 14-es és 6-os foltcsoportszám értékeknél mért szélességek különbségeinek függvényében. Bal alsó panel: a (3.4) formulával illesztett fél Gauss-görbe sereg, mely figyelembe veszi a Waldmeier-effektust is. Jobb alsó panel: a fél Gauss-görbék amplitúdója a $T_{14} - T_6$ -os időkülönbség függvényében.

Az előzőekben említett öt módszer eredményei hasonlíthatók össze a 3.20. ábrán. Az ábra mindegyik paneljén a 12-23. ciklusok amplitúdóit ábrázoltam a különböző kezdőszélességek függvényében. Az ezen adatokra illesztett egyeneseken a 24. ciklus egyes kezdőszélességei kijelölik a ciklus várható nagyságát, mely eredmények a 3.2. táblázatban találhatók.



3.20. ábra. Becslések a 24. ciklus amplitúdójára a különböző időpontokban vett átlagos havi aktivitási szélességek (B) segítségével. Bal felső panel: havi átlag 6 foltcsoportszámnál, jobb felső panel: havi átlag 14 foltcsoportszámnál, bal középső panel: 8 hónappal a ciklus kezdete után, jobb középső panel: 10 hónappal a ciklus kezdete után, míg az alsó panel: a felszálló ág 0.25-ös fázisánál.

Mivel a 3.4. formula szerint az illesztett Gauss-függvények magassága és szélessége között kapcsolat van, így e módszer közvetve a Waldmeier-effektuson alapszik. Ez egyben lehetőséget kínál a 25%-os fázis meghatározására is a következőképpen. A 24. ciklus esetében már ismert a $t_{14} - t_6$ különbség, mely 11 hónap. Ennek segítségével a 3.19. ábra jobb alsó paneljéről leolvasható az ehhez az értékhez tartozó várható ciklus-maximum, mely ez esetben 43.4 foltcsoportszám (a fentebb vázolt módszer használatával ISSN-ben kifejezve 96.8).

| időpont | átl. szélesség | max. FCs szám | max. ISSN |
|--------------|----------------|---------------|-----------|
| t_6 | 20.4 | 33.8 | 75.4 |
| t_{14} | 21.4 | 46.4 | 103.4 |
| 25%-os fázis | 19.5 | 34.6 | 77.2 |
| 8 hónap | 26.5 | 39.0 | 87.0 |
| 10 hónap | 18.8 | 38.2 | 85.2 |

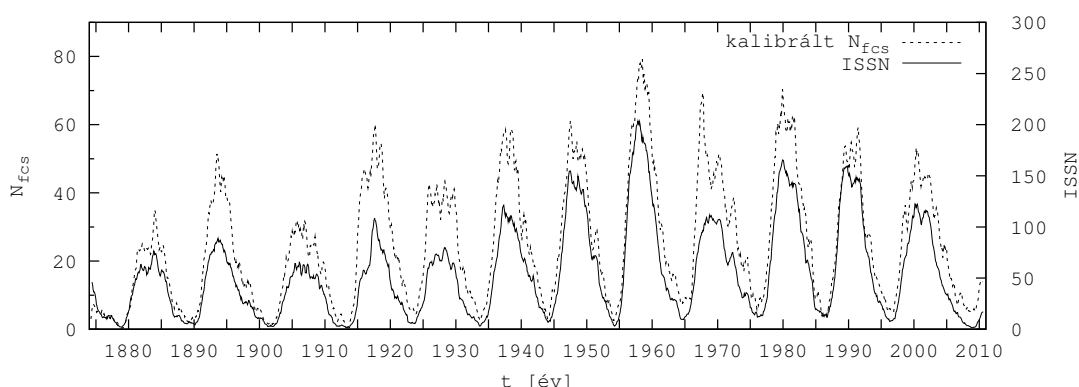
3.2. táblázat. A 24. ciklus maximumának különböző ciklus eleji fázisokban (1. oszlop) vett kezdőszélességek (2. oszlop) alapján kapott várható értékei (3. és 4. oszlop).

Ezt visszahelyettesítve a 3.4. képletbe, megkapható a K értéke: $K=1-43.4/80=0.46$. Ezzel együtt a 3.5. formula jobb oldali kifejezéséből megkapható a T_{14} , azaz a 14-es foltszoport-számú állapot távolsága a maximum időpontjától. Ez esetben ez 34 hónap. Mivel a 14-es foltszoportszámú állapot időpontja 2010 júliusában volt, ezért e módszer szerint a 24. ciklus maximumának időpontja 2013 májusára tehető.

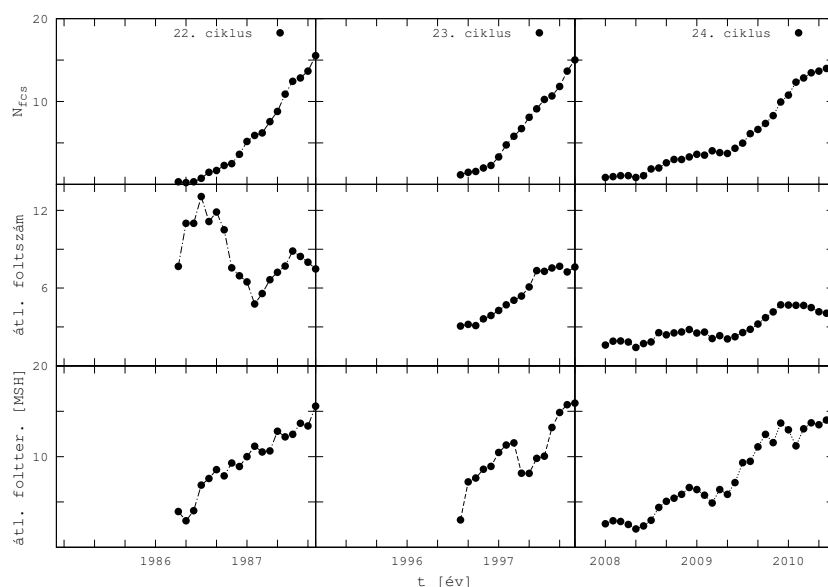
Ezen előrejelző módszerek hátránya az, hogy a ciklusnak már el kell érni egy bizonyos fejlettséget ahhoz, hogy megbecsülhetővé váljék a ciklus amplitúdója.

Ehhez hasonló eljárást alkalmazott Schatten (1990) is, aki egy, a Waldmeier (1939) által hivatkozotthoz hasonló görbesereget használt a ciklus szélességbeli fejlődésének és a maximum kapcsolatának meghatározására. Így a várható maximum már a ciklus szélességbeli csökkenéséből előrejelezhetővé vált.

A kezdeti szélességek és a következő maximumok közötti összefüggés kapcsolatát sejtet a fluxusköteg felemelkedése és a globális mágneses tér erőssége között.



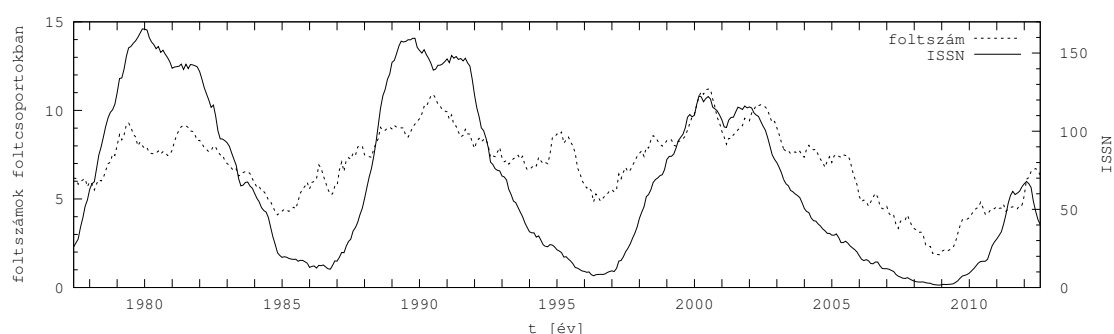
3.21. ábra. A fejlődési állapotuk csúcsán lévő foltszoportok számának (szaggatott) és a ISSN-nek (folytonos) az összehasonlítása. Az első 9 ciklus adatai a GPR-ből, a 21. ciklus adatai az SD-ből, míg a 22. és 23. ciklus adatai a DPD-ből származnak.



3.22. ábra. A foltcsoportokban lévő foltok számának időbeli fejlődése a 22-24. ciklusok kezdeti időszakaiban. Felső sor: havi foltcsoportszám, középső sor: foltcsoportonkénti foltszám havi átlaga, alsó sor: havi átlagos foltterület. Az egyes diagramok abban az időpontban érnek véget, amikor a teljes napkorongon észlelt havi foltcsoportszám eléri a 14-et.

A bemutatott módszerek alapján tehető becslések a 24. ciklus maximumára alacsony értéket adnak (lásd a 3.21. ábra maximumait), másrészt egy érdekes jelenség is megfigyelhető az említett ciklussal kapcsolatban a 3.22. ábrán. Az ábra felső és alsó paneljein jól látható, hogy a foltcsoportok száma és a foltcsoportokban lévő foltok átlagos területe közel azonos marad, mikor a számuk eléri a havi 14-et, ám a középső panelek értékei, azaz a foltcsoportokban lévő foltok átlagos számai a 24. ciklusra meglehetősen leesnek a 22-hez és 23-hoz viszonyítva. Ez a foltcsoportok ún. eljelentéktelenedését jelentheti, azaz a foltcsoportok egyre kevésbé lesznek komplexek, egyre kevesebb foltból fognak állni. Míg a 22. ciklusban az egy foltcsoportban lévő foltok átlagos száma 7.5, a 23. ciklusban 8 körül volt, addig a 24. ciklusban ez az érték mindössze 4 körül van, azaz kb. feleannyi folt várható átlagosan egy foltcsoporton belül. Ezen eredmény jó egyezésben van azzal, amit Penn és Livingston (2006) fogalmazott meg, miszerint ha az umbrák mágneses mezejének erőssége évi 52 Gauss-szal csökken, akkor ennek eredményeképp a 24. ciklus foltjainak száma nagyjából felére fog csökkenni. Ez egy további előrejelző lehet az aktivitás gyengülésére, amint az Penn és Livingston (2011) cikkében is megtalálható. Amennyiben ez a trend folytatódik, ez azt is jelentheti, hogy a 24. ciklus aktivitása valójában gyengébb lesz az előrejelzetteknél, mivel a statisztikai analízisek az előző ciklusok alapján készültek, és nem voltak tekintettel arra, hogy a foltok mágneses tere gyengülhet.

A 3.23. ábrán szintén ez a jelenség látható az umbrák tekintetében a DPD alapján. Itt a $\pm 60^\circ$ -on belül elhelyezkedő foltcsoportbeli foltok számának havi átlaga látható 11 hónapos simítással. Az egyes foltcsoportokat csak egyszer, a maximális területű állapotukban vettem figyelembe. A $\pm 60^\circ$ -os kritérium a széleken tapasztalható láthatóság-csökkenés kizárására szolgál. Az adatok a 11 hónapos futóátlag miatt 2012 júliusáig tartanak. Látható, hogy a 24. ciklus alatti foltok számának csökkenése a 3.22. ábra középső paneljein tapasztalható gyengüléssel jó korrelációban van. Hiába telt el több, mint két év a két ábra utolsó dátuma között, a 24. ciklusban észlelt foltcsoportokban található foltok száma még ekkor is elmarad a 23., illetve a 22. ciklus hasonló időszakában észlelt foltszámtól.

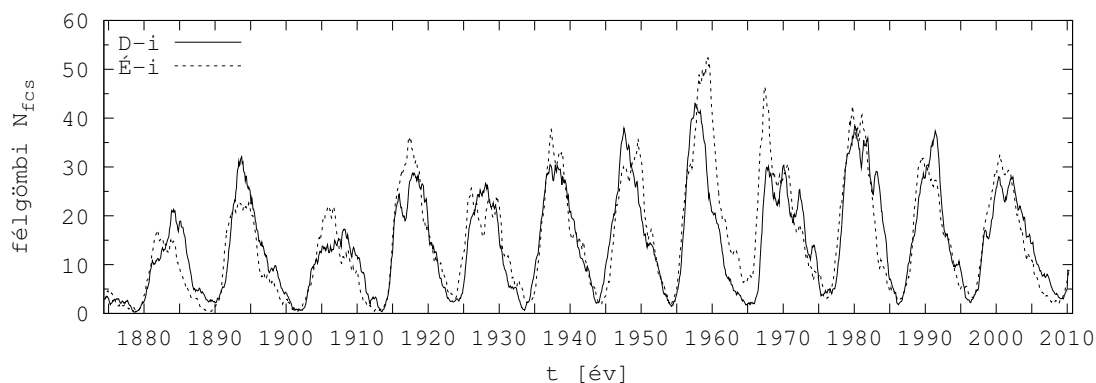


3.23. ábra. *Foltcsoportok kompaktsága a 22-24. ciklus alatt foltszámok alapján. A szaggatott görbe a $\pm 60^\circ$ -on belül lévő maximális területű foltcsoportokban található foltok számát jelöli, míg a folytonos a nemzetközi napfoltrelatívszámot (ISSN).*

Az ábrán mellesleg az is jól látszik, hogy nem feltétlenül a napfoltrelatívszám (ISSN) a legalkalmasabb az aktivitás mérésére. Egyik oka ennek az, hogy a foltcsoportokban található foltok száma erősen ciklusfüggő, illetve a 22-23. ciklusok alatt is csak a maximumban éri el a tízes értéket, ami a napfoltrelatívszám definíciójában a foltcsoportszám szorzója.

3.4. Észak-déli aszimmetria

A naptevékenység térbeli eloszlása különböző típusú aszimmetriákat mutathat. Az egyik az axiálszimmetriától való eltérés (aktív hosszúságok (Gyenge és társai 2012), Gyenetal2013), egy másik típus a K-Ny-i aszimmetria észlelési effektus. Jelen vizsgálatok tárgya az észak-déli aszimmetria, amely részben a két félgömb közötti csatolásról szólhat, de szerepe lehet benne a dipóltér mellett esetleg jelenlévő kvadrupól térnek is (paritáskeveredés (Sokoloff D., Nesme- Ribes E. 1994)). Ez utóbbi játszhatott szerepet abban az extrém észak-déli aszimmetriában, melyet a Maunder-minimum végén figyeltek meg, amikor a szoláris aktivitás kizárólag csak a déli félgömb egy szűk szélességi sávjára korlátozódott. Ám ha nem megyünk ilyen messze, a 3.24. ábra szemügyre vételével is megfigyelhetjük, hogy az egyes félgömbökön lezajló ciklusok között fázisbeli és intenzitásbeli eltérések mutatkoznak. Azt a kérdést vizsgáltam, hogy létezik-e valamiféle kapcsolat az egyes félgömbökön lezajló ciklusok fázis- és intenzitás-különbségei között. Fontos adalék lehetne az egyes félgömbökön működő dinamó tulajdonságaihoz, ha sikerülne kapcsolatot kimutatni az előrehaladó ciklus erőssége és a fáziskülönbség között, hiszen ez azt is jelenthetné, hogy az egyik félgömb domináns szerepet játszik a ciklus alakulásában.



3.24. ábra. Aktivitás a GPR, SD és DPD alapján az északi (szaggatott vonallal) és a déli (folytonos görbével) félgömbön a 12-23. ciklusra

Saját módszer leírása

Az irodalomban korábban követett legjellemzőbb módszer a felszálló és leszálló ágon domináns félgömbök megkülönböztetésén alapult (Temmer és társai 2006; Zolotova és Ponyavin 2006). Én –e módszerektől eltérően– egy geometriailag jól meghatározható mennyiséget, a ciklusgörbék által bezárt területek súlypontjait határoztam meg, és hasonlítottam össze egymással a két félgömbre. Azért választottam ezt a módszert, mert így a görbék egyenetlen-

sége, a felszálló és leszálló ágak időben eltérő hossza, illetve az esetlegesen megfigyelhető Gnevyshev–bemélyedés, vagy a görbén alkalmazott simítás nem befolyásolja az eredményeket. Ugyanakkor mindezek benne foglaltatnak az eredményekben, hiszen a számításnál az eredeti ciklusgörbét vettem figyelembe. Az ábrákon a ciklusgörbéket egy 11 hónapos futóátlagolással kisimítottam, így az egyes félgömbi ciklusokat mint különálló egységeket vizsgáltam a súlypontjaik figyelembevételével (3.25. ábra).

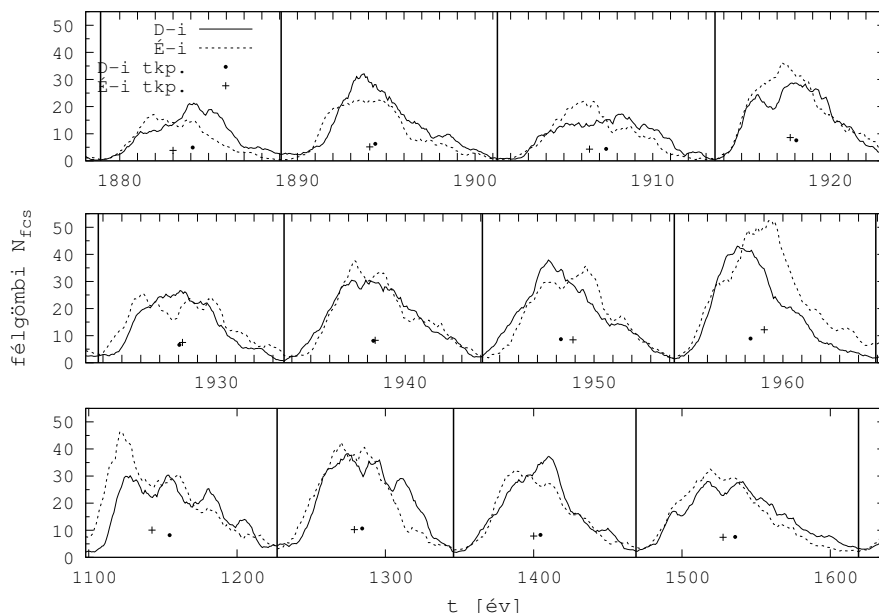
A ciklusgörbék pontjainak értéke a havi foltcsoportszámokat képviseli, és megmutatja, hogy hány különböző foltcsoportot észleltek az adott hónapban. Így minden foltcsoportot havonta csak egyszer vettem figyelembe. Ezután számítottam ki az egyes félgömbök ciklusprofiljainak súlypontjait. Ezen pontok x-koordinátái megadják azt az időpontot, amely előtt és után a teljes ciklus területe, azaz a havi átlagos foltcsoportszámok összege egyenlő, y-koordinátái pedig azt a közepes intenzitást jelentik, ami fölött és alatt a ciklusgörbe alatti terület egyenlő nagyságú. A minimumok időpontjait a teljes korongra vett foltcsoportszámok 11 hónapos csúszóátlaggal simított görbéjének minimum helyeiből határoztam meg.

Eloszlások

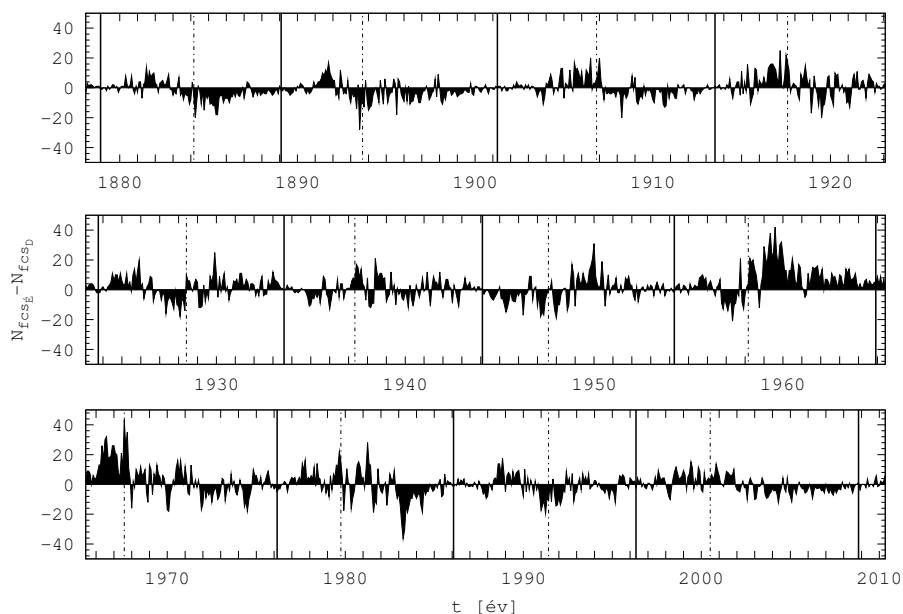
A 3.26. ábrán az észak-déli aktivitás különbségek láthatók hónapos felbontásban. A félgömbi dominancia elég nagy változatosságot mutat, és elég sztochasztikusan változik, s látszik, hogy kb. fél ciklusnál rövidebb időintervallumon nem lehet objektíven eldönteni, hogy melyik félgömb vezet időben. Ez az, ami a súlypontok vizsgálatát kedvezőbbé teszi. A ciklusgörbék súlypontjainak segítségével könnyen lehet ellenőrizni azt, hogy van-e kapcsolat a fentebb említett fázis- és intenzitás-különbségek között. A 3.27. ábra ezt a kapcsolatot mutatja be. Mivel minden esetben az északi értékekből vontam ki a déli értékeket, így a cikluserősségre vonatkozó pozitív érték azt jelenti, hogy az északi félgömb dominál, a fázis-különbségre vonatkozó pozitív érték pedig azt, hogy a déli félgömb ciklusa előzi az északit. Az illesztett egyenestől a 19., a valaha megfigyelt legerősebb ciklusnak az értéke tér el leginkább, ezért az illesztés elkészült úgy is, hogy az említett értéket nem vettem figyelembe. Látható, hogy az extrém nagy 19. ciklus kiugró értékének figyelembevételével gyenge lineáris kapcsolat vélelmezhető, ám ha ezt az értéket nem vesszük figyelembe, akkor egy sokkal kevésbé meredek egyenest tudunk illeszteni, azaz az előbb tapasztalt gyenge kapcsolat is eltűnik. A kapott eredmény alapján a dinamófolyamatnak az észak-déli fáziskülönbség valószínűleg nem meghatározó tényezője.

Az egyes pontok hibájának értelmezése ebben az esetben elég nehéz, hiszen nincsenek különböző mérések rájuk nézve. Az egyetlen tényező, amely szerepet játszhat ebben, a minimumok megállapításának hibája lehet. Ennek ellenőrzésére különböző – 3, 5, 7, 9, 11, 13

hónapos – futóátlagolással simított ciklusgörbékre határoztam meg a minimumok időpontjait, majd ezen adatok ismeretében az egyes görbék alatti területek súlypontjait.



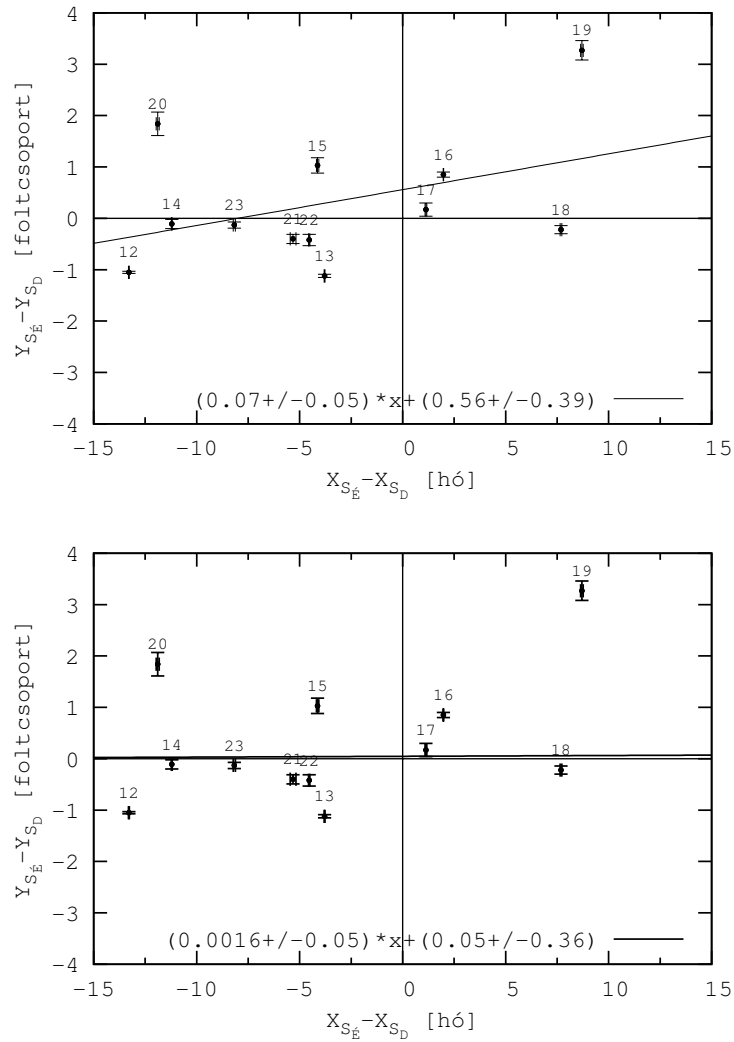
3.25. ábra. Félgömbi ciklusok és súlypontjaik a 12-23. ciklusra. A függőleges egyenesek a ciklusok minimumait jelölik.



3.26. ábra. Az észak-déli aktivitás különbségek simítottan átlagos havi értékei a 12-23. ciklus alatt. A folytonos függőleges egyenesek a ciklusok minimumait, míg a szaggatott függőleges egyenesek a maximumok idejét jelölik.

Az egyes ciklusok ezen értékeinek hibáit így már meg lehetett határozni. Ezeket láthatjuk

a 3.27. ábra paneljein.



3.27. ábra. Kapcsolat a félgömbi ciklusok súlypontjainak fázis- (x-tengelyen) és intenzitás-különbsége (y-tengelyen) között. Fent: a 19. ciklus figyelembevételével, lent: a 19. ciklus nélkül

Megvizsgáltam, hogy a félgömbi precedenciának van-e valamilyen hosszabb távú időfüggése, illetve mutat-e valamilyen ciklikus szabályosságot. Ezért ábrázoltam a súlypontok x-koordinátáinak különbségét, azaz a fáziseltolódásokat ciklusonként a 3.29. ábra legfelső paneljén. Emlékeztetőül: a különbség negatív értéke azt jelzi, hogy az északi félgömb aktivitásának lefutása előzi a déliét. Amint azt a 3.29. ábra jól mutatja, egy nyolc Schwabe-ciklusból álló periódus kezd kirajzolódni. E periódusban a 12–15. ciklus alatt az északi félgömb ciklusa előzi a délit, majd a 16–19. ciklusokban a déli félgömb aktivitása előzi az északiét. Ezután –a 19. és 20. ciklus átmeneténél– az előny ismét az északi félgömbhöz kerül.

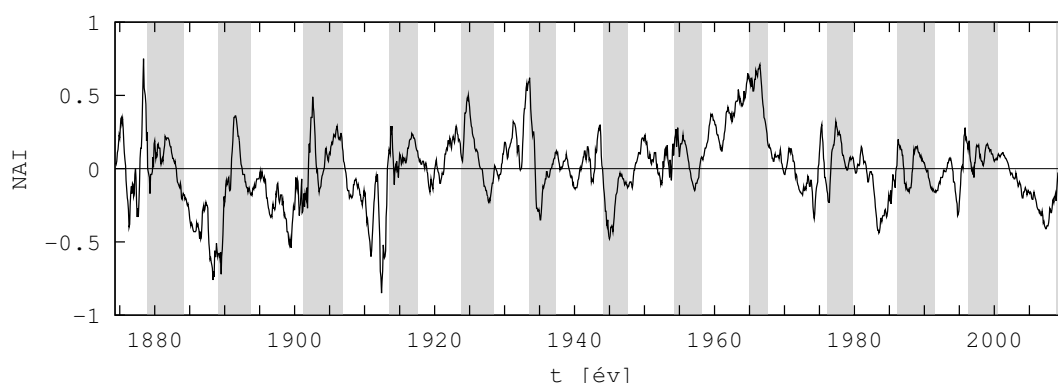
Tekintve, hogy rendszeres napfoltadatok csak a greenwichi katalógus kezdetétől állnak rendelkezésünkre, csak 12 cikluson tudtuk vizsgálni a jelenséget.

Az aszimmetria jellemzésére az ún. normált aszimmetria-index (ábrákon ezután: NAI) használatos az alábbi formula alapján:

$$NAI = \frac{N_E - N_D}{N_E + N_D}, \quad (3.7)$$

ahol az N_E az északi félgömbön észlelt havi foltcsoportszámot, míg az N_D a déli félgömb havi foltcsoportszámát adja meg. A NAI dimenzió nélküli szám, melynek értéke -1 és 1 között változhat.

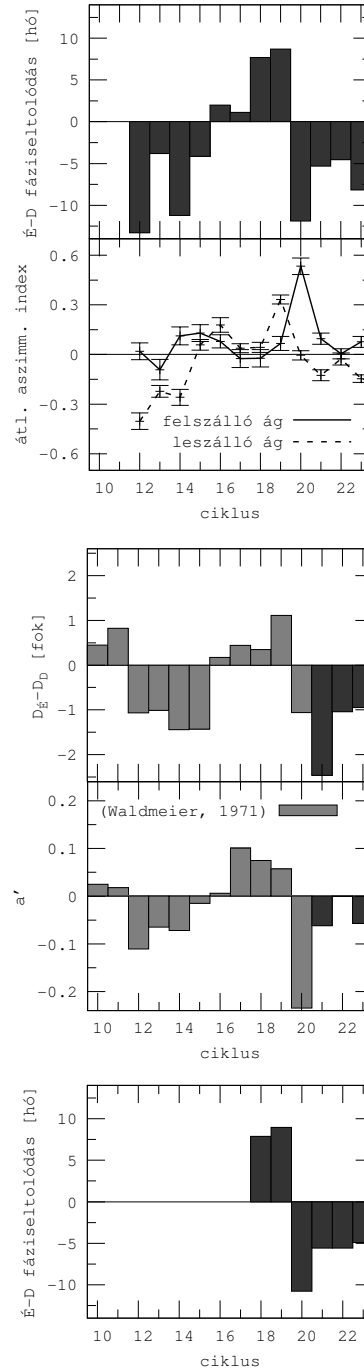
Ezt a mennyiséget többen használták (Waldmeier 1971; Temmer és társai 2006) az aszimmetria vizsgálatára. Ahogyan a 3.28. ábra mutatja, ez ilyen formájában nem alkalmas arra, hogy pontosan lehessen vizsgálni a félgömbök között tapasztalható aszimmetriát.



3.28. ábra. A normált aszimmetria-index időfüggése. Az ábrázolt adatokon 11 hónapos simítás van. A szürke sávok a ciklusok felszálló, míg a fehérek a leszálló ágait jelölik.

A 3.28. ábrát megfigyelve, valamiféle rendszeresség érzékelhető rajta. Az első négy ciklus alatt a szürke sávval jelölt felszálló ágon a NAI értéke inkább pozitív, míg a fehér sávval jelzett leszálló ágon inkább negatív. Ez a trend a következő négy ciklusban megfordul. Ezúttal a felszálló ágon lesz a NAI negatív, a leszálló ágon pedig pozitív. Végül az utolsó négy ciklusra visszaáll az eredeti helyzet. Ha a NAI értéke pozitív, ez (3.7) definíciójából adódóan azt jelenti, hogy az északi félgömbön nagyobb a havonta észlelt foltcsoportok száma, mint a délin, míg a negatív érték ennek ellenkezőjét jelöli. Így ha a felszálló ágon pozitív a NAI értéke, akkor ott az északi félgömb vezet. Ennek fényében az első és utolsó négy ciklusban az északi félgömb vezet, a középső négyes ciklusban pedig a déli. Ezt az eléggé szubjektív módon megállapított összefüggést ellenőriztem oly módon, hogy ciklusonként, illetve fel- és leszálló áganként átlagoltam a havi aszimmetria-indexeket.

3.4. Észak-déli aszimmetria



3.29. ábra. 1. panel: észak-déli fáziskülönbségek. 2. panel: aszimmetria-indexek átlaga a le- és felszálló ágakon. 3. panel: észak-déli szélesség különbségek. 4. panel: normált aszimmetria-indexek változása. 5. panel: észak-déli fáziskülönbségek a félgömbi napfoltindexek alapján (Muraközy és Ludmány 2012)

A 3.29. ábra második paneljén jól látszik, hogy a fáziseltolódásokból kapott eredmény -2×4 11 éves ciklusból álló ciklus – így is megkapható. Ha az északi félteke megy elől, akkor a

felszálló ágra számolt aszimmetria-index nagyobb, mint a leszálló ágra számolt, amint az a 12–15. és a 20–23. ciklusok esetén is jól látszik. Fordított a helyzet, ha a déli félgömb aktivitása alakul ki korábban, ahogyan azt a 16–19. ciklusok mutatják.

Természetesen jó lenne, ha a 12. ciklus előtti időre is találnánk olyan adatokat, melyek alapján a két félgömb megkülönböztethető lenne, és segítségükkel több ciklus tulajdonságát is meg tudnánk vizsgálni, így az előzőekben bemutatott szabályszerűség tágabb időtartamon is ellenőrizhetővé válna. Erre nyújtott lehetőséget (Waldmeier 1971) cikke. Ő a publikálatlan zürichi adatok alapján vizsgálta az észak-déli aszimmetriát. Elsőként a foltcsoportok szélességeinek éves átlagát (D) számolta ki mindkét félgömbre külön-külön, majd ezen adatokat átlagolta az egyes ciklusokra. A módszerben a félgömbi ciklusok előrehaladottságát az jellemzi, hogy melyik félgömbön van a tevékenység átlagos szélessége közelebb az egyenlítőhöz a ciklus során. A másik, általa vizsgált mennyiség a ciklusokra átlagolt éves normált aszimmetria-indexek időbeli változása (a') volt a következő eljárás szerint. A két félgömb ciklusát egyforma intenzitására kalibrálta, az aszimmetria-index éves értékeire egyenest illesztett, és ennek a' meredekségével jellemezte a fáziseltolódást. Ha az északi félgömb ciklusa megy elől, akkor az aszimmetria-index pozitív értékek felől halad a negatívok felé a ciklus során, déli vezetésnél fordítva. Az előjel szabály itt is megegyezik az általam követett, hiszen Waldmeier is az északi és déli féltekék adatainak különbségét vette.

Ezen cikk igazán hasznosnak bizonyult a jelen munkára nézve is, mivel Waldmeier már a 10-es ciklustól kezdve a 20. ciklussal bezárólag vizsgálta a jelenséget. Ilyen formán a 12. ciklus előtti két ciklus viselkedése is ismertté vált, hiszen a cikk alapján a mi adatsorunk segítségével reprodukálható a Waldmeier-féle eljárás, s így a 10–11. és a 21–23. ciklusok értékei is közvetlenül összehasonlíthatóvá válnak a többivel. Ezt láthatjuk a 3.29. ábra 3. és 4. paneljén, ahol világosszürkével a Waldmeier-féle adatokat ábrázoltam, sötétszürkével pedig azokat, melyeket az általa leírt eljárás alkalmazásával a mi adatainkból kaptunk. Waldmeier adatait azért lehetett újra felrajzolni, mert ő a Waldmeier (1971) cikk VIII. táblázatában pontosan megadja ezeket. Látható, hogy a 21–23. ciklusokra általam számolt D és a' értékek is tökéletesen beleillenek a 4-es ciklusokba. Ugyanez igaz a 22. ciklusban felvett értékeire is, mely szintén negatív előjelű, csak nagyon kicsi.

Felmerülhet a kérdés, hogy vajon miért a foltcsoportszámokat alkalmaztam a számításaim során, és miért nem a napfoltrelatívszámokat. A válasz az, hogy a félgömbi napfoltindex csak az 1945–2004 közötti időre érhető el (Temmer és társai 2006), míg olyan katalógus, amely az észlelt aktív vidékek adatait tartalmazza – mely alapján különbséget lehet tenni a két félgömb aktivitása között –, 1874-től napjainkig rendelkezésünkre áll, így a foltcsoportok segítségével hosszabb távon tudjuk vizsgálni a jelenséget. Ám eredményeink ellenőrzésére

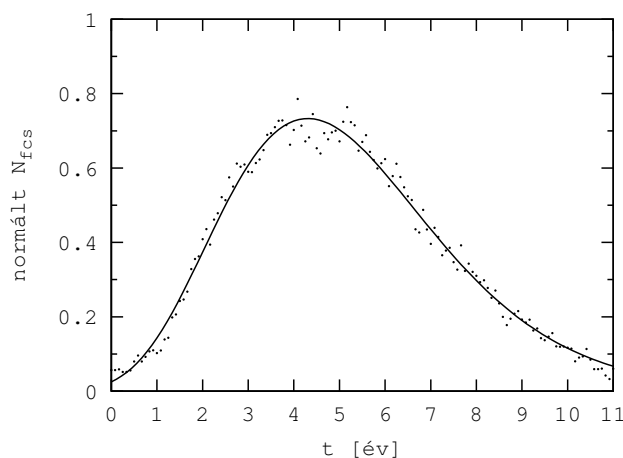
mindenféléképpen hasznos, ha napfoltindexeken is elvégezzük a vizsgálatot. Ennek eredménye látható a 3.29. ábra legalsó paneljén. Az így kapott értékek az összes ciklus esetében tökéletesen illeszkednek a foltcsoportszámokkal számított fáziseltolódások értékeihez.

Szépen mutatja a 3.29. ábra, hogy a 12–20. ciklusok precedenciája mindkét vizsgálat esetén azonos volt, és a 12. ciklus előtt pedig várakozásainknak megfelelően alakult, azaz mind a 11., mind pedig a 10-es ciklusban a déli félgömbé volt a vezető szerep, hiszen az északi félteke aktív szélességei magasabban helyezkedtek el, mint a déli félgömb aktív szélességei, tehát az északi aktivitás le volt maradva a délihez képest.

A három különböző adatsor (foltcsoportszámok 1874–2010, zürichi adatok, félgömbi napfoltindexek 1945–2004) és három különböző módszer (súlypont különbségek, a Schwabe-diagramok szélességkülönbségei, aszimmetria-indexek) konzisztens eredményt adott, ezért azt mondhatjuk, hogy az eredményeink erősítik egymást.

Az előző módszereket összehasonlítva felmerülhet az a kérdés, hogy a fáziseltolódás közvetlen meghatározási módszerei (félgömbi ciklusprofil-eltolódások és átlagszélességek) mennyire szolgáltatnak konzisztens eredményt a fel- és leszálló ágak aszimmetria-indexeit használó módszerekével. Ennek demonstrálására az alábbi eljárást követtem.

Olyan függvényt kerestem, amely leírja az átlagos ciklusprofil. Mivel azonban az egyes ciklusok hosszban és intenzitásban is eltérnek egymástól; hosszban 11 évre, azaz 132 hónapra, intenzitásban pedig egyre normáltam a 12 ciklust. Végül az ily módon előállt ciklusokat intenzitás szerint átlagoltam havonta. Ezért van az, hogy a 3.30. ábrán az átlagos ciklus legmagasabb pontja sem éri el az egyes értéket. Érdekes megfigyelni, hogy a Gnevyshev-bemélyedés az átlagos ciklusprofilban is megjelenik a maximum környékén.



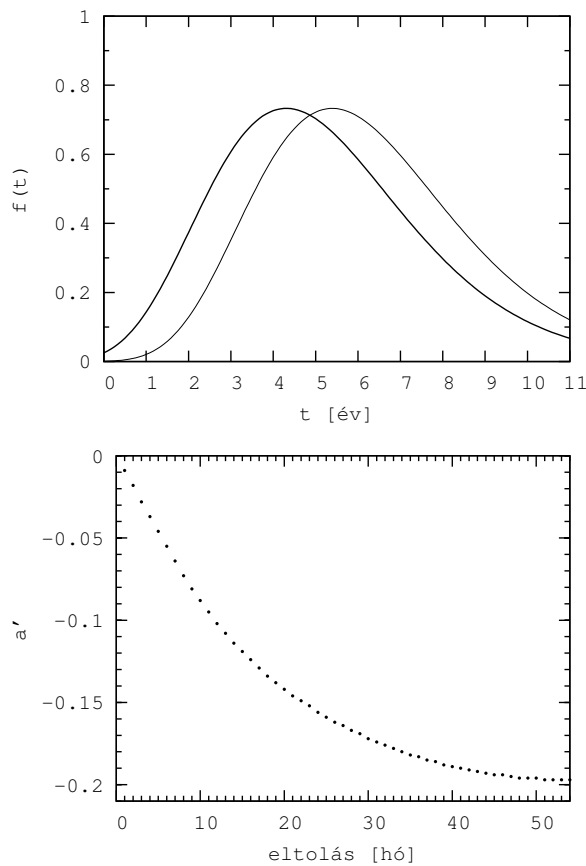
3.30. ábra. Átlagos ciklusprofil. A pontok a 12–23. ciklusok időprofiljainak átlagát jelölik, míg a görbe a rájuk illeszthető (3.8) függvényt (Muraközy és Ludmány 2012).

Jól látható, hogy a görbe alakja egyfajta Gauss-görbe ami nem szimmetrikus, ezért a következő aszimmetrikus Gauss-függvényt illesztettem az adatokra:

$$f(t) = H \cdot \exp\left(-\frac{(t - M)^2}{D(1 + At)}\right), \quad (3.8)$$

ahol M a maximum ideje, H intenzitás a maximumban, A az aszimmetria-tényező és D a csúcsszélesség. Amennyiben A értéke 0, visszakapjuk a szimmetrikus Gauss-görbét. Ezek szerint az átlagos ciklus a 0.73-as maximumát 51.69 hónap, azaz 4 év 4 hónap alatt éri el; tehát a leszálló ág hossza kb. 6 év 8 hónap, így az aszimmetria-tényező 0.02.

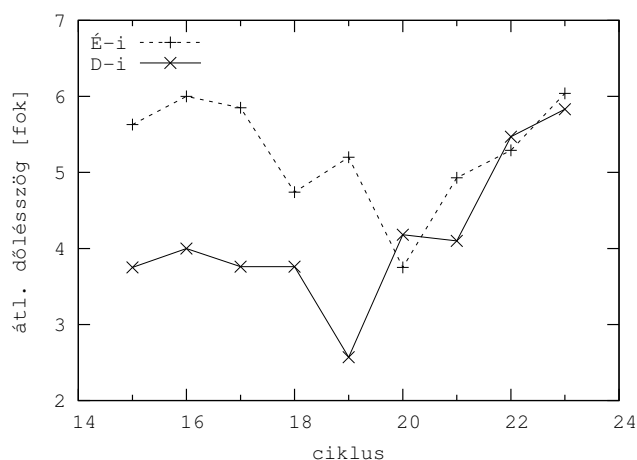
Az előzőekben feltüntetett paraméterekkel jellemzett görbét használtam északi és déli ciklus-profilként. Így tudtam kiküszöbölni azt, hogy az aszimmetria-tényezőt a ciklusok intenzitás- vagy hosszkülönbsége befolyásolja. Ezek után megvizsgáltam, hogy a két görbe eltolása milyen változást idéz elő az aszimmetria-index változásában (a').



3.31. ábra. Az eltolódás mértékének és az aszimmetria-index változásának kapcsolata. Felső panel: azonos észak-déli ciklusfüggvények 13 hónapos eltolással. Alsó panel: a félgömbi fáziseltolódás és az aszimmetria-index változási meredekségének (a') kapcsolata (Muraközy és Ludmány 2012)

A 3.31. ábra felső panelje az előzőekben megadott, azonos görbék ($f(t)$) által képviselt és egymáshoz képest 13 hónappal eltolt északi és déli ciklust mutatja. Az alsó panel a félgömbi ciklusok közti eltolódás értékének és az aszimmetria-index változási meredekségének kapcsolatát (Waldmeier-módszer) ábrázolja. Kis fáziseltolódások mellett a két paraméter között szinte lineáris a kapcsolat, míg nagyobb eltolódások esetén a görbe telítésbe megy, azaz adott érték után az aszimmetria-index változási meredeksége független lesz a fáziseltolódástól. Ezért azt mondhatjuk, hogy a súlyponti módszer a legmegbízhatóbb, viszont az aszimmetria-indexeket felhasználó módszer csak kb. 15 hónapnál kisebb fáziseltolódás esetén megbízható. Ez a feltétel azonban mind a 12 ciklus esetén teljesült.

A fentebb említett két eljárás azonos jelenség két aspektusát vizsgálja. Az egyik (a') a félgömbi ciklusprofilok eltolódásának viszonyát, míg a másik a félgömbi ciklusok eltérő fejlődési fázisait vizsgálja az aktivitások eltérő mértékű egyenlítő irányú eltolódása által (D). Ez utóbbinak a ciklusprofilok eltolódásához való viszonyát nem vizsgáltam matematikailag. Lehetséges, hogy az egyes ciklusok előrehaladottsága kapcsolatban van az aktív régiók mágneses tengelyeinek dőlésszögeivel (ez a foltcsoportok vezető és követő részeit összekötő szakasznak az azimutális iránnyal bezárt szöge).



3.32. ábra. Ciklusonkénti átlagos dőlésszögek az északi és déli féltekén a 15–23. ciklusokra (Muraközy és Ludmány 2010)

A 3.32. ábra mutatja a foltcsoportok dőlésszögeinek a 15–23. ciklusokra és félgömbökre számított átlagait. A 22. és 23. ciklus dőlésszögadatai a DPD-ből, a többiek pedig a Mount Wilson-i és Kodaikanal-i adatbázisokból származnak. A 16–19-es ciklusok alatt –miközben a déli félgömb aktivitása játszik vezető szerepet– az északi félgömb foltcsoportjainak átlagos dőlésszögei jóval nagyobbak, mint a déli foltcsoportokéi. A következő négy ciklusban ez a különbség lecsökken, és a ciklusonkénti átlagos dőlésszög értékek közelebb kerülnek egy-

máshoz. E rend alól az egyetlen jól látható kivétel a 15. ciklus, mely dőlésszög értékeinek különbsége látszólag a déli vezetésű 16–19. ciklus csoporthoz tartozna. Az eddigi vizsgálat birtokában az csak sejthető, hogy valamilyen kapcsolat lehet a félgömbi fáziskülönbség és más, a ciklusok fázisát jelző mennyiségek (pl. dőlésszögek, a differenciális rotáció félgömbi profilja) között. E kapcsolatok feltárása azonban további kutatásokat igényel.

3.5. Foltcsoportok fejlődése és morfológiája

A foltcsoportok belső tulajdonságainak ismerete fontos adalék lehet a napfizikai dinamó-elméletekhez, csakúgy, mint az aktív vidékek fejlődésének és az őket körülvevő sebességekkel való kölcsönhatásuk vizsgálatához.

Ezen tulajdonságok nagyszámú vizsgálata hosszútávú napfoltkatalógusok használatával lehet csak effektív. Ilyen katalógus a 2 fejezetben részletezett DPD és SDD. Mint azt már ott is említettem, a foltcsoportok mellett a foltokkal is elszámol mindkét katalógus, de az SDD azok mágneses tereiről is közöl adatokat. Ezzel lehetővé válik a foltcsoportok vezető és követő részeinek elkülönítése.

Saját módszer leírása

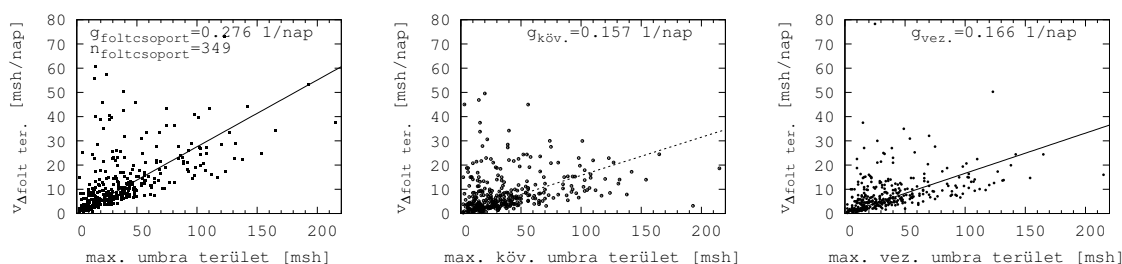
Az SDD által tartalmazott mágneses adatoknak és nagy időbeli felbontásának köszönhetően lehetővé vált a foltcsoportok belső tulajdonságainak, elmozdulásainak és fejlődésüknek nagyszámú mintán való tanulmányozása. E részben csak a foltcsoportok, illetve azok vezető és követő részének fejlődésbeli tulajdonságait vizsgálom, ezért csak a maximális területű állapotukig veszem figyelembe azokat. A visszafejlődés vizsgálata folyamatban van, ezért a dolgozatomban még nem szerepel.

A következőkben felsorolt vizsgálatokhoz olyan foltcsoportokat válogattam össze, amelyek $\pm 60^\circ$ -on belül jelennek meg és érik el maximális területű állapotukat, legalább 6 napig folyamatosan követhetők, és a maximális állapot elérése után legalább két további napig élnek. Fontos kritérium még, hogy a maximumot követő napi átlagos területnek legalább tíz százalékkal kisebbnek kell lennie a maximális területnél. Ezen feltételek garantálják az olyan esetek figyelmen kívül hagyását, amelyek egy-egy nagyobb foltcsoport már többedik rotációja után visszamaradt, valójában már visszafejlődő részek megfigyeléseiből adódnak; illetve a széleken tapasztalható megrövidülés miatt a pontatlanabb pozíció- és területmeghatározásokból eredő esetleges eltérésekkel terheltek; csakúgy, mint a több rotációt megérintő, nagy területű, nemrég megjelent és éppen kiforduló foltcsoportok maximális területeinek hibás azonosítását. Terület alatt az umbra-területet értem (amíg azt másképpen nem jelzem), hiszen ez az a rész, ahol nagyobb sűrűségben koncentrálódik fluxus, tehát ez jobban jellemzi a foltcsoportokat. Ez a válogatás 390 foltcsoport vizsgálatát tette lehetővé.

Foltcsoportok fejlődése

A fejlődési rátát egyszerű módszerrel vizsgáltam: a kiválogatott foltcsoportok, illetve azok vezető és követő részeinek kezdő és maximális területű állapotának területkülönbségét el-

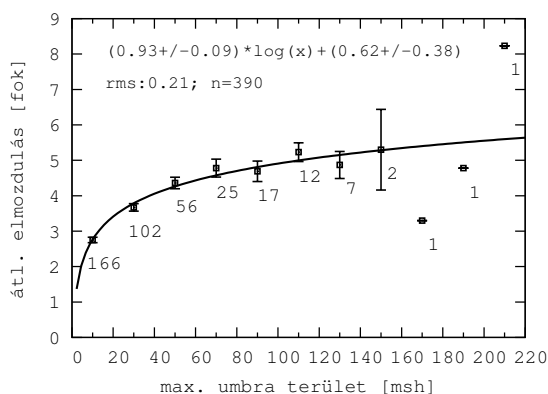
osztottam a két állapot között eltelt idővel, s ezt ábrázoltam a 3.33. ábrán. A bal oldalon a teljes foltcsoport, középen a vezető, míg a jobb oldalon a követő részek területnövekedési rátája látható a maximális terület függvényében. A maximális területet, illetve a területnövekedési időt a teljes foltcsoportra, és annak vezető és követő részeire külön határoztam meg. Amint az az ábrán látható, a területnövekedési ráta nő a maximális területtel. A vezető és követő részek fejlődését külön vizsgálva láthatjuk, hogy a vezető rész területnövekedési rátája nagyobb, mint a követő részé. A legfontosabb eredmény az, hogy a területnövekedési ráta területfüggése egyenes arányosságot mutat. Mivel ez elég egyszerű módszer e tulajdonság vizsgálatára, egy másik módszerrel erre még visszatérek a 3.5. részben.



3.33. ábra. Foltcsoportok (bal panel) és azok vezető (középső panel), illetve követő részeinek (jobb panel) területnövekedési rátája

Foltcsoportok vezető–követő részeinek távolsága

A felbukkanó bipoláris aktív régiók ellentétes polaritású területei középpontjainak távolsága együtt nő az aktív vidék területével, amíg az el nem éri a maximális fejlettségi állapotot. Így a foltcsoportok maximális területű állapotában észlelhető vezető–követő távolság egyik jellemző paramétere lehet a maximum állapotának.

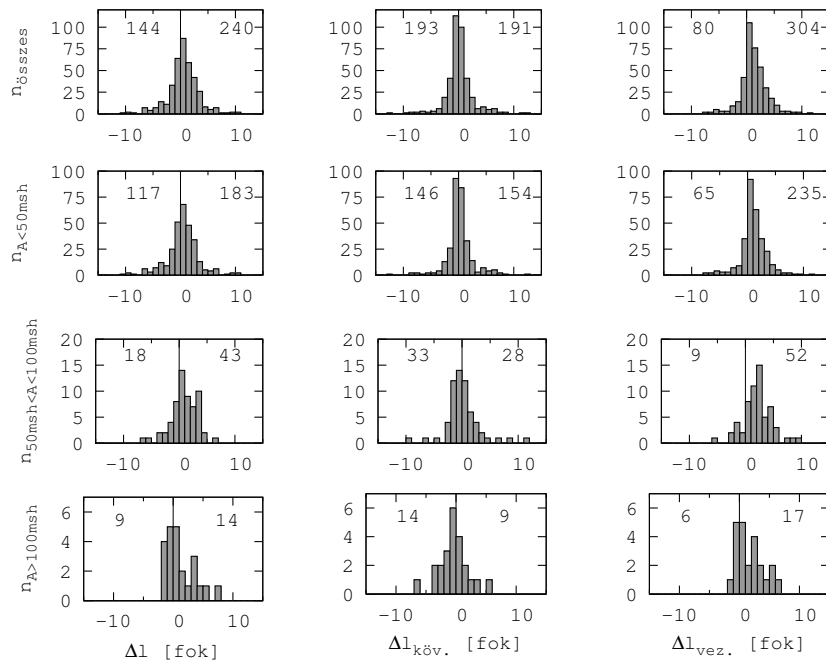


3.34. ábra. Foltcsoportok vezető és követő részeinek távolsága. A számok az egyes sávokban átlagolt esetek számát jelölik.

A 3.34. ábrán látható az átlagos távolság az umbra legnagyobb területének függvényében. Az átlagokat 20 MSH-nyi sávokra számítottam ki, s a mellettük található számok jelzik az adott területsávban lévő foltcsoportok számát. Amint az az ábrán jól kirajzolódik, a maximumban mért vezető és követő részek távolsága logaritmikus függvénye a foltcsoport maximális területének. Ez azt jelentheti, hogy minél nagyobb egy foltcsoport, annál nagyobb hatással lehet az ellentétes polaritású vidékek eltávolítására, azaz a mágneses tenzió hatása nyilvánulhat meg az aktív vidékek hosszirányú kiterjedésének szabályozásában.

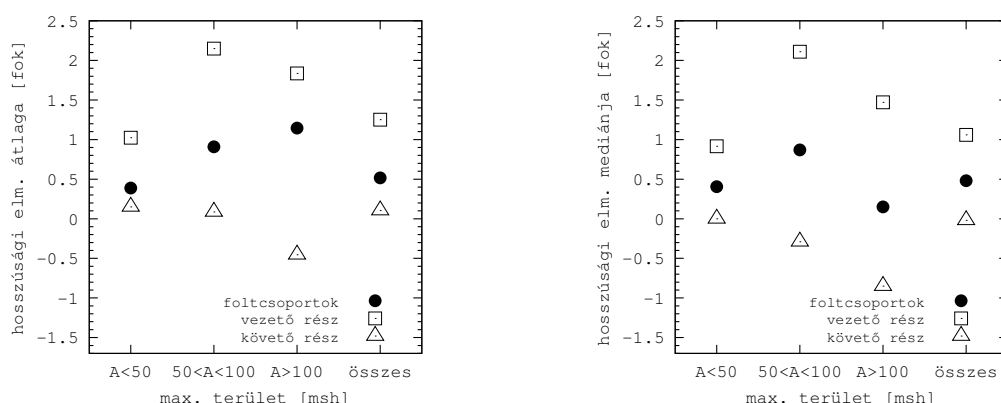
Foltcsoportok hosszúságbeli elmozdulása

A foltcsoportok előbukkanásuk után hosszirányban mozogni kezdenek. Ezeket a maximális területű állapotig tartó hosszirányú elmozdulásokat számítottam ki és ábrázoltam a 3.35. ábrán, ahol a baloldali oszlop a teljes foltcsoport, a középső a követő részek, a jobb oldali pedig a vezető részek elmozdulását ábrázolja.



3.35. ábra. Foltcsoportok hosszirányú elmozdulásai a felbukkanás és a maximális területű állapot között. A bal oldali oszlop: teljes foltcsoportok elmozdulásai, középső oszlop: a követő részek, jobb oldali oszlop: a vezető részek elmozdulásai. Első sor: minden foltcsoport, második sor: 50 MSH-nál kisebb, harmadik sor: 50-100 MSH közötti, negyedik sor: 100 MSH-nál nagyobb umbraterületű foltcsoportok elmozdulásai

Vizsgáltam az elmozdulás területfüggését is. Így az ábra második sorában az 50 MSH-nál kisebb területű umbrákra, a harmadikban az 50 és 100 MSH közöttiekre és a legalsó sorban



3.36. ábra. Foltcsoportok hosszirányú elmozdulásainak átlagai (bal oldal) és mediánjai (jobb oldal) a három területsávra és az összes foltcsoportra

| minta | foltcsoportok | követő részek | vezető részek |
|----------|---------------|---------------|---------------|
| összes | 0.516 | 0.104 | 1.251 |
| A<50 | 0.388 | 0.150 | 1.024 |
| 50<A<100 | 0.909 | 0.087 | 2.149 |
| 100<A | 1.145 | -0.455 | 1.836 |
| összes | 0.480 | -0.020 | 1.060 |
| A<50 | 0.405 | 0.000 | 0.915 |
| 50<A<100 | 0.870 | -0.290 | 2.110 |
| 100<A | 0.150 | -0.850 | 1.470 |

3.3. táblázat. Foltcsoportok hosszirányú elmozdulásainak átlagai (felső tábla) és mediánjai (alsó tábla) az umbraterületek függvényében. A negatív értékek hátra-, míg a pozitívak előremozgást jelentenek.

a 100 MSH-nál nagyobb területűekre határoztam meg az elmozdulásokat. A negatív, illetve pozitív térfélen lévő számok a hátra, illetve előremozduló foltcsoportok számát jelölik.

A foltcsoportok többsége előrehalad, de az elmozdulás mértéke függ a foltcsoport területétől. A 3.35. ábra legfelső sorát tekintve látható, hogy a vizsgált foltcsoportok nagy része előrehalad. Ez az előrehaladás főként a vezető részekben figyelhető meg, hiszen azok kb. 80%-a pozitív irányba mozdul, míg kevésbé szignifikáns (50%) a követő részek esetében. Ha a 3.3. táblázatot, illetve annak grafikus változatát (3.36. ábra) tekintjük, láthatjuk, hogy a kis és közepes méretű foltcsoportok követő részei a felbukkanási helyük közelében maradnak, míg a nagy foltcsoportok esetén hátrafelé mozdulnak. A teljes foltcsoport megfigyelhető előremozdulása a kis és közepes területű foltcsoportok esetén főként a vezető részek nagy pozitív irányú elmozdulásának köszönhető. Összességében igaz, hogy az elmozdulás nagysága a

foltcsoport területével egyenes arányban nő, és az ellentétes polaritású területek divergáló mozgásáért főként a vezető részek elmozdulásai felelősek.

Foltcsoportok kompaktsága

A felbukkanó foltcsoportok jól megfigyelhető aszimmetriát hordoznak. Megfigyelt tény, hogy a vezető rész általában kevesebb, de nagyobb területű foltból áll, míg a követő rész több, kisebb folt együttese. Az SDD lehetőséget ad arra, hogy e megfigyelést nagy statisztikai mintán ellenőrizhessem.

Ezen aszimmetria jellemzésére az észak-déli aszimmetria vizsgálatnál is használt, ún. normált aszimmetria-indexek használata tűnt a legkézenfekvőbbnek. A vezető–követő részek foltszámát és umbraterületét jellemző aszimmetria-indexek a következők:

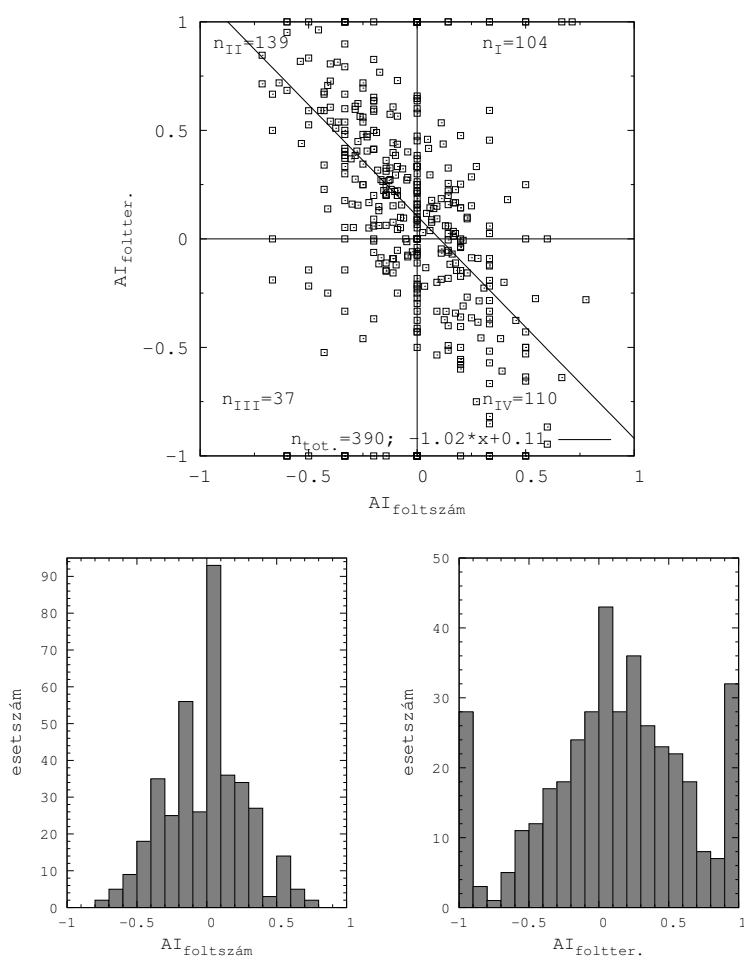
$$NAI_N = \frac{N_v - N_k}{N_v + N_k} \quad (3.9)$$

és

$$NAI_A = \frac{A_v - A_k}{A_v + A_k}. \quad (3.10)$$

A fenti képletekben A-val a különböző polaritású umbrák területét, N-nel a számát jelöltem, míg a 'v' és 'k' index a vezető, illetve a követő részre vonatkozik.

A terület- és foltszámbeli aszimmetria jellemzésére azok aszimmetria-indexeit ((3.9) és (3.10) képlet) kell egyidejűleg vizsgálni. Ez látható a 3.37. ábrán. A vizsgálandó foltcsoportokat itt is az előzőekben részletezett feltételek szerint válogattam ki. A 3.37. ábra szerint a legtöbb foltcsoport (összesen 139) az ábra bal felső negyedében helyezkedik el. Eszerint a legjellemzőbb folteloszlás egy aktív vidéken belül az, hogy kisebb számban ugyan, de nagyobb területtel a vezető részbe csoportosulnak a foltok, míg a követő részben kisebb területű foltok, de nagyobb számban fordulnak elő. Így a vezető rész kompaktabb, míg a követő rész szétszórtabb, kevésbé kompakt. A másik legnépesebb síknegyed az, ahol a vezető rész foltjainak száma nagyobb, de területe kisebb, mint a követő rész foltjaié. Legkevésbé jellemző (mindössze 37 foltcsoport) az a morfológia, mely szerint a vezető részben kevesebb és kisebb folt található, mint a követőben. Az illesztett egyenes $AI_{foltter.} = 0.11$ -es értéknél metszi az y-tengelyt, mely azt jelenti, hogy ha a foltszámok azonosak a vezető és a követő részben, akkor a terület-aszimmetria pozitív lesz, azaz a vezető részt nagyobb területű foltok jellemzik.



3.37. ábra. Felső panel: kapcsolat az aktív vidékek vezető–követő részeinek foltszámai és foltterületei alapján számított aszimmetria-indexek között. Alsó panelek: a vezető–követő részek aszimmetria-indexeinek hisztogramjai. Bal oldalon a foltszám alapján, jobb oldalon a foltterület alapján számított aszimmetria-indexek eloszlásai

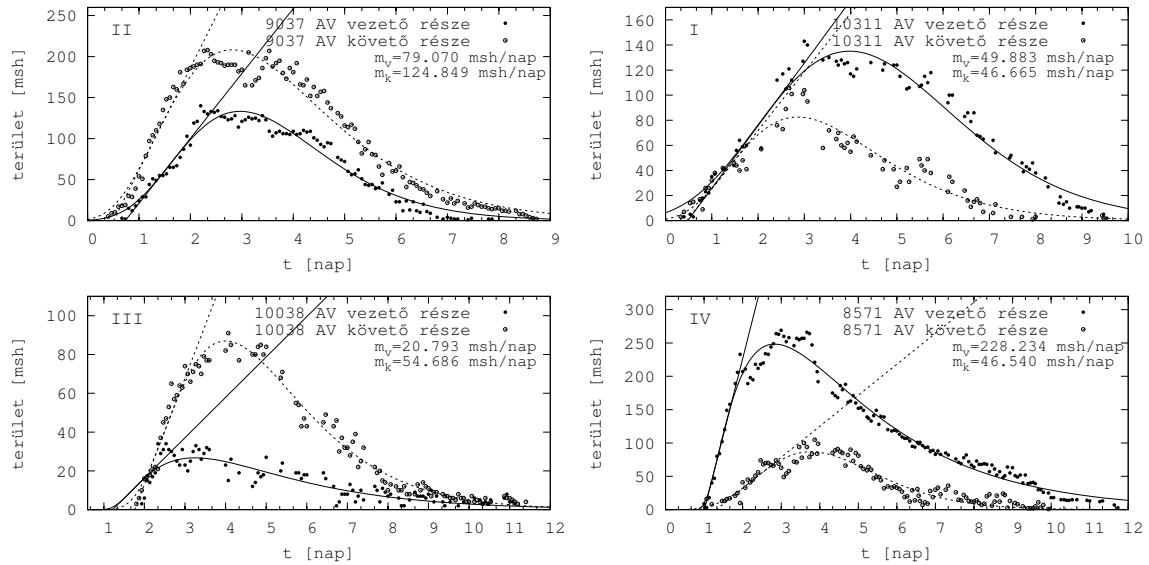
Foltcsoportok fejlődésének időprofilja

Ezen részben 223 olyan foltcsoportot válogattam ki az SDD-ből, melyek a napkorong látható felén kezdték meg fejlődésüket, illetve ott érték el maximális állapotukat, majd a visszafejlődési szakasz nagy, vagy akár a teljes része is ott zajlott. A foltcsoport területein most a penumbrális területeket értem, hiszen ezek jóval simább fejlődési görbét mutatnak, mint az umbrális területek, habár e két terület fejlődése egymással párhuzamosan zajlik. A foltcsoportok időbeli fejlődését tekintve egy Gauss-görbével közelíthető lefutást kapunk. Ez a görbe sem szimmetrikus –csakúgy, mint a ciklusgörbe–, mivel a foltcsoport területének növekedése hamarabb végbemegy, mint az egyensúlyi állapot utáni területének a csökkenése, ezért az előző részben tárgyalt ciklusprofil mintájára egy kissé módosított aszimmetrikus Gauss-

függvényt használtam:

$$f(t) = H \cdot \exp\left(-\frac{(t - t_M)^2}{D(1 + A(t - t_M))}\right), \quad (3.11)$$

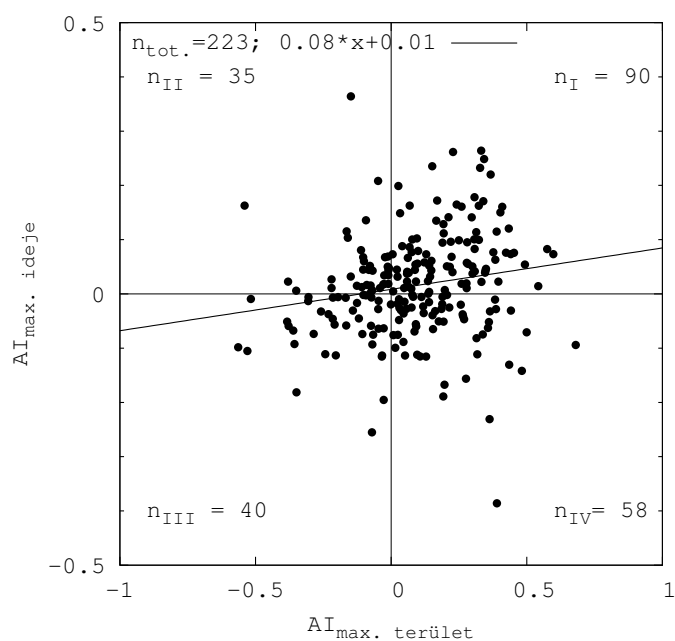
ahol H a maximum értékét, t_M a maximum idejét, D a görbe szélességét, míg A az aszimmetria mértékét jellemzi.



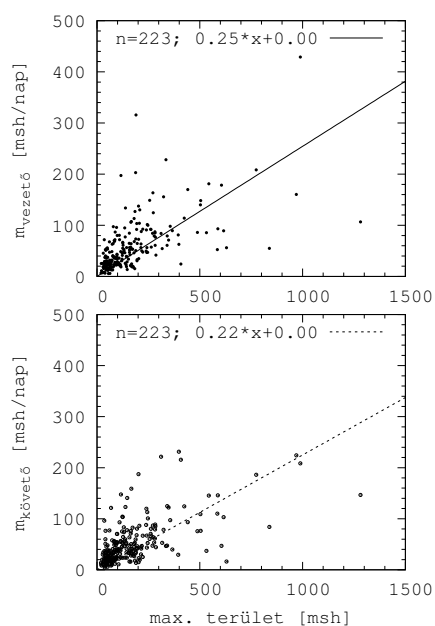
3.38. ábra. Példák a foltcsoportok vezető és követő részeinek relatív időprofiljaira. Az egyenesek a vezető (pont - folytonos vonal) és követő (karika - szaggatott vonal) részek profiljainak inflexiós pontjában mérhető meredekségeket mutatják.

A vezető és követő részek időprofiljait külön kezeltem, és megvizsgáltam a következő tulajdonságait: a vezető/követő részek maximumainak arányát (H_v/H_k), a vezető/követő részek maximumainak különbségét ($t_v - t_k$), illetve a vezető/követő részek területnövekedési rátáját csakúgy, mint e mennyiségek időfüggését. Ez esetben a területnövekedési ráta az időprofilok inflexiós pontjaiba illesztett egyenesek meredekségét jelenti. A vezető/követő részek maximumai között a következő összefüggések lehetnek. A vezető rész maximuma lehet: I) nagyobb és későbbi, II) kisebb és későbbi, III) kisebb és korábbi, IV) nagyobb és korábbi, mint a követő rész maximuma. A 3.38. ábra ezen esetekre mutat egy-egy példát az illesztett 3.11-es függvénnel és az inflexiós pontokba illesztett egyenesekkel.

A 3.39. ábra a (3.11) illesztett függvénnel meghatározott maximumok nagyságára és idejére számolt normált aszimmetria-indexek között teremt kapcsolatot. Noha a többi esetszám sem elhanyagolható, látható, hogy a legjellemzőbb eset az, amikor a vezető rész területe nagyobb, és lassabban alakul ki, mint a követő részé (90 esetben).



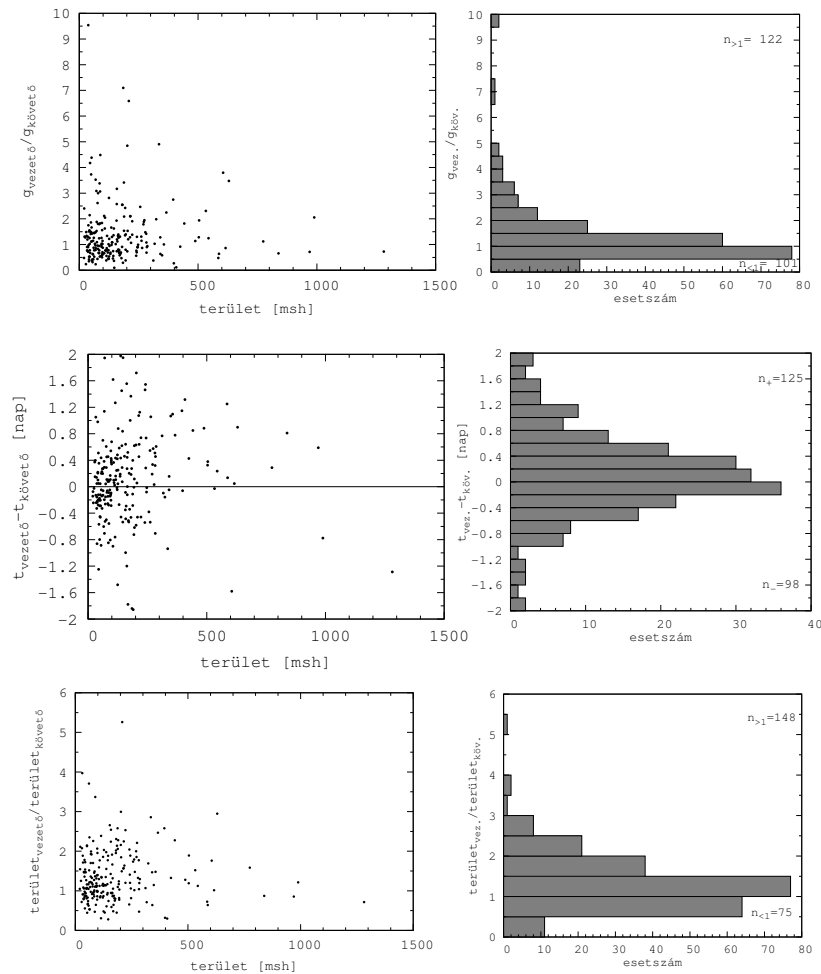
3.39. ábra. Foltcsoportok vezető–követő maximális területeire és azok idejére számolt aszimmetria-indexek közötti kapcsolat. A síknegyedek számozása megfelel a 3.38. ábrán láthatónak, és az esetszámok minden szegmensben jelölve vannak.



3.40. ábra. A napfoltcsoportok vezető (felső panel) és követő (alsó panel)) részeinek növekedési rátája az aszimmetrikus Gauss-görbe első inflexiós pontjában

A 3.40. ábra a vezető–követő részek profiljainak legnagyobb meredekségű helyén, az első

inflexiós pontban vett területnövekedési ráták terület függését mutatja. Az eredmény hasonló a 3.33. ábrán láthatóhoz, amely nagyobb statisztikai anyagon végzett egyszerűbb vizsgálat eredményét mutatja be. Ott a vezető–követő növekedési ráták 0.185 és 0.157 nap^{-1} voltak, míg az analitikus módszerrel meghatározott növekedési ráták 0.25 és 0.22 nap^{-1} . Annak oka, hogy a jelenlegi eljárással kapott értékek nagyobbak, mint az előző módszerrel kapottak, az eljárások különbségeiben rejlik, illetve abban, hogy a jelenlegi módszer abban a pontban vizsgálja a növekedési rátát, ahol legnagyobb a görbe meredeksége.



3.41. ábra. Bal oldal: a vezető–követő paraméterek területfüggései. Jobb oldal: az egyes paraméterek hisztogramjai. Felső sorban a vezető–követő területnövekedési ráta, középső sorban a vezető–követő rész maximum idejének különbsége, és az alsó sorban a vezető–követő részek maximális területeinek hányadosa található.

A 3.11. függvény paramétereit külön-külön is megvizsgáltam. A 3.41. ábra az analitikus görbe paramétereinek területfüggéseit és eloszlásainak hisztogramjait ábrázolja. A felső sorban a területnövekedési ráták hányadosa, a középsőben a vezető–követő maximumok időpont-

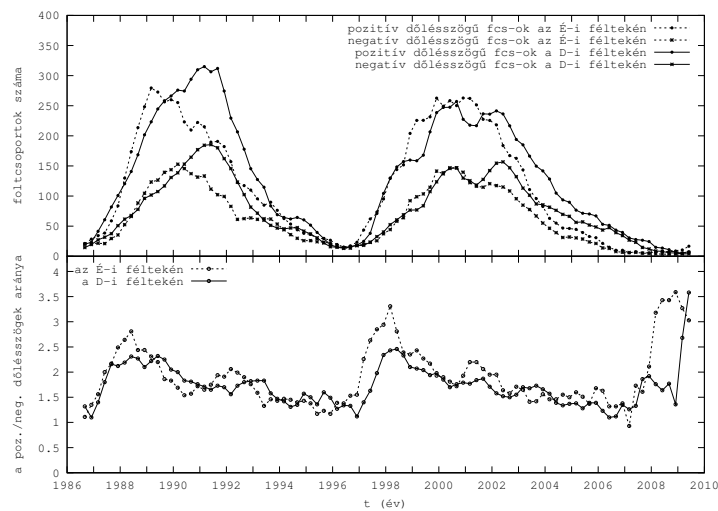
jainak különbsége, míg az alsóban a területek hányadosa látható a terület függvényében. Mindhárom paraméterről elmondható, hogy nincs területfüggése. Az alsó sor jobb paneljén jól látható, hogy a vizsgált esetek kb. kétharmadában a vezető rész területe nagyobb, mint a követőé. A másik két hisztogram is érdekes. A vezető–követő részek területnövekedési rátáinak hányadosa általában egynél nagyobb érték, de az eloszlás csúcsa mégis egy alá esik (felső sor). A maximumok idejének különbségei a legtöbb esetben pozitívak, azaz a vezető rész később éri el a legnagyobb területét, mint a követő, ám az eloszlás csúcsa mégis egy kicsivel nulla alatt helyezkedik el (középső sor).

Foltcsoportok dőlésszögei

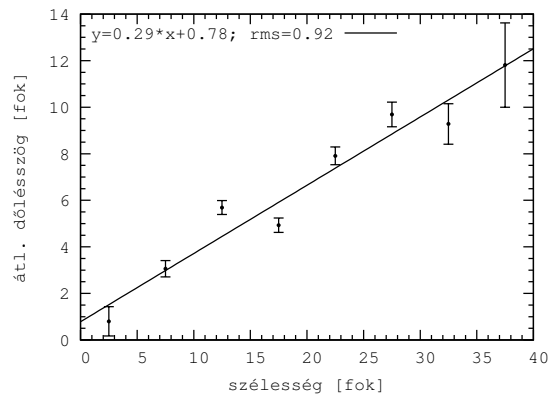
A foltcsoportok mágneses tengelye, amely összeköti az ellentétes polaritású részek súlypontjait, általában szöget zár be az egyenlítővel. Ez a szög mindkét féltekén akkor pozitív, ha az aktív vidék vezető része közelebb van az egyenlítőhöz, mint a követő (Joy-szabály). Habár az esetek nagy részében az aktív vidékek az egyenlítőhöz dőlnek (a vezető rész közelebb van az egyenlítőhöz), a negatív dőlésszögű foltcsoportok száma egyáltalán nem elhanyagolható. Mivel mind a DPD, mind az SDD tartalmaz dőlésszög-adatokat is, meg tudjuk vizsgálni, hogyan is alakul a pozitív és negatív dőlésszögek száma, illetve szélességi eloszlása a ciklus folyamán. A vizsgálataimhoz a DPD által az 1986-2009 közötti évekre szolgáltatott dőlésszög-adatokat használtam fel, és minden foltcsoportot csak egyszer vettem figyelembe: annak legnagyobb területű állapotában. Mivel a DPD a dőlésszögeket az umbrák és a penumbrák alapján is megadja, különbség lehet azok között. Vizsgálataimba csak olyan foltcsoportokat vontam be, amelyekre ez a különbség kevesebb, mint 5° , e feltétellel zárva ki a valami miatt bizonytalan dőlésszögű foltcsoportokat.

A 3.42. ábra felső paneljén a 22., 23. ciklusok pozitív és negatív dőlésszögű foltcsoportjainak negyedévi számát, míg az alsó panelen a pozitív/negatív dőlésszögű maximális területű foltcsoportok félgömbönként vett negyedéves számainak hányadosait ábrázoltam. A pozitív/negatív dőlésszögek görbéit összehasonlítva megállapítható, hogy a ciklusok felszálló ágain a foltcsoportok jelentős része pozitív dőlésszögű, majd a leszálló ágon egyre csökken a különbség a pozitív és negatív dőlésszögek száma között, s ez a ciklus végére gyakorlatilag el is tűnik. A jelenség oka az lehet, hogy a toroidális tér erővonalai a ciklus folyamán fokozatosan azimutális irányúvá válnak. Ez látható a 3.42. ábra alsó felén is, ahol is a pozitív és negatív dőlésszögek arányai mindkét féltekén azt mutatják, hogy a ciklus kezdetén a pozitív dőlésszögű foltcsoportok száma 2-3-szorosa is lehet a negatív dőlésszögűekének, és ez a különbség eltűnik a ciklus vége felé közelítve.

3.5. Foltcsoportok fejlődése és morfológiája



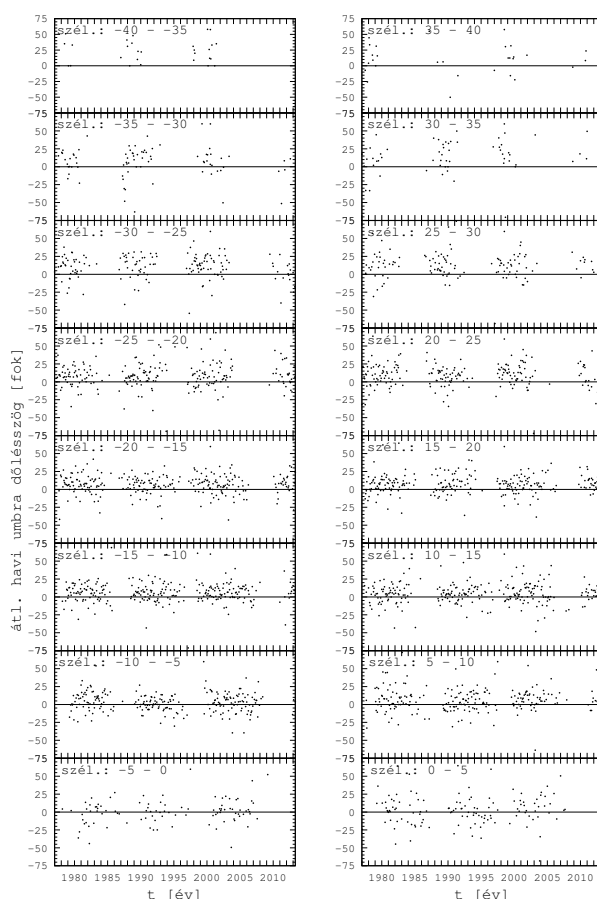
3.42. ábra. Pozitív (pontokkal) és negatív (csillagokkal) dőlésszögű foltcsoportok száma, illetve azok hányadosa félgömbönként (északi félteke adatai: szaggatott, déli félteke adatai: folytonos görbével). Az adatokat a DPD-ből vettem az 1986-2009 közötti évekre, a foltcsoportok maximális területű állapotában.



3.43. ábra. Maximális területű foltcsoportok dőlésszögeinek szélességfüggése. Az umbrákra megadott dőlésszög-adatokat 5°-os abszolút szélességi sávokra, és az 1977–2013 közötti időtartamra átlagoltam.

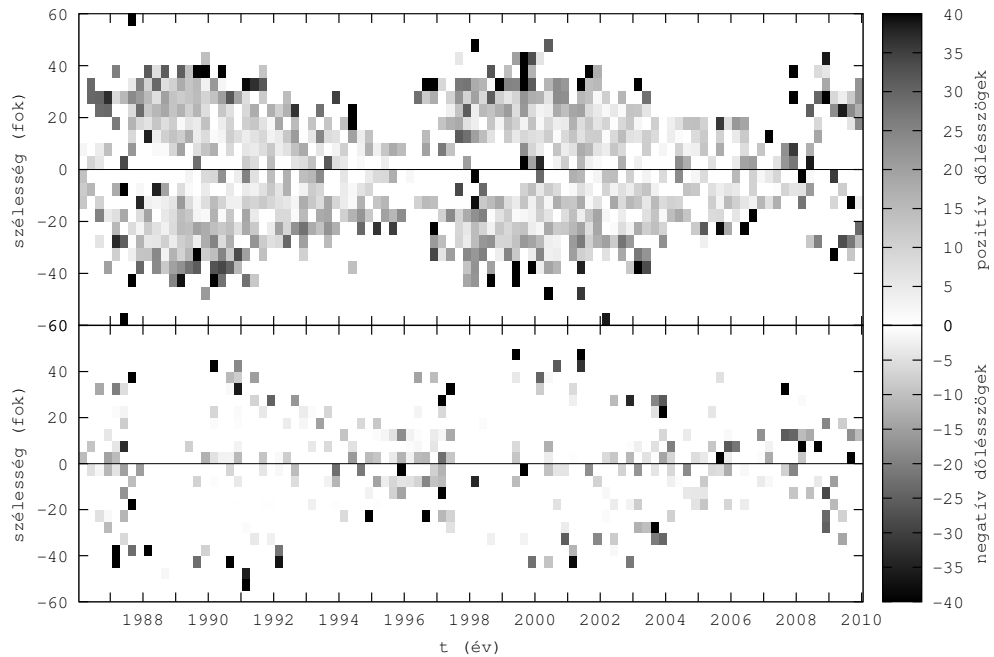
A dőlésszögek szélességi eloszlásának vizsgálata közben felmerül a kérdés, hogy az adott mintázatot a szélességfüggő Coriolis-hatás okozza, vagy a poloidális–toroidális átmenet során feltekeredő mágneses erővonalak aktuális iránya szabja meg. Ennek vizsgálatára kiszámítottam az egyes 5°-os szélességi sávokban található maximális területű foltcsoportok átlagos dőlésszögeit. Amint az a 3.43. ábrán látható, az átlagos dőlésszögeknek van szélességfüggése. Ahhoz azonban, hogy eldönthessük, melyik effektus is felel a dőlésért, el kell

tudnunk különíteni a két lehetséges hatást. Önmagában a ciklusfüggés nem dönti el a kérdést, hiszen a ciklus során a feltekeredés mértéke és a Coriolis-hatás (az egyenlítőirányú aktivitás-vándorlás miatt) hasonló módon változik. Az elkülönítésre azt a módszert választottam, hogy 5° -os szélességi sávoként követtem a dőlésszög változását a ciklusok során. Ez látható a 3.44. ábrán. A felső panelek a $\pm 35 - 40^\circ$ -os szélességi sávokban található foltcsoportok havi átlagos dőlésszögeit, míg a legalsó panelek a $\pm 0 - 5^\circ$ -os sávokban található foltcsoportok havi átlagos dőlésszögeit ábrázolják a 21–23. ciklusokra és a 24. ciklus elejére. Az ábra alapján megállapítható, hogy a foltcsoportok dőlését a Coriolis-effektus szabályozza, tekintve, hogy az eloszlásoknak nincs ciklusfüggése, csak szélességfüggése. Ugyanis ha a foltcsoportok dőlését a mágneses erővonalak feltekeredése befolyásolná, a dőlésszögeknek az 5° -os sávokon belül is változnia kellene a ciklusok során. Ehelyett az látszik, hogy az egyenlítő felé közelítve a dőlésszögek is közelítenek a 0° -os értékhez, amint az a Coriolis-hatásból következik.



3.44. ábra. Maximális területű foltcsoportok átlagos havi dőlésszögei 5° -os szélességi sávokban az 1977–2013 közötti időtartamra, umbrák alapján. A dőlésszög adatok a DPD-ből származnak.

Azt is vizsgáltam, hogy ez az eloszlás hogyan változik a térben. Ehhez meghatároztam a negyedévi átlagos dőlésszög adatokat az 5° -os szélességi sávokra (3.45. ábra). Láthatjuk az ábrán, hogy a negatív dőlésszögek (alsó panel) a pillangó-diagram szárnyait veszik körbe, míg a szárnyak belsejében (felső panel) túlnyomórészt pozitív dőlésszögek találhatók.



3.45. ábra. A legnagyobb területű állapotukban figyelembe vett foltcsoportok dőlésszögeinek szélességi eloszlása a DPD alapján az 1986-2009 közötti évekre. A dőlésszög-adatokat negyedévente és 5° -os szélességi sávokra átlagoltam. Felső panel: pozitív dőlésszögekre, alsó panel: negatív dőlésszögekre

Ez a rész a Muraközy, Baranyi és Ludmány (2012) és a Muraközy, Baranyi és Ludmány (2013) cikkek anyagát mutatja be.

4. fejezet

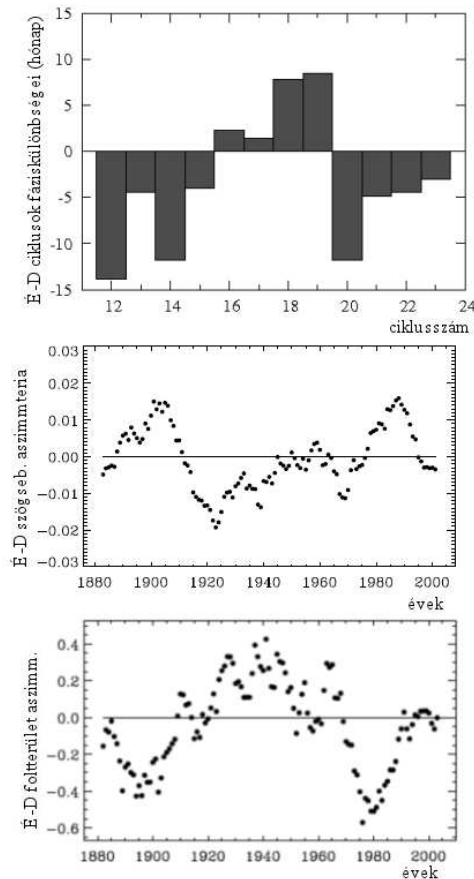
A kapott eredmények áttekintő tárgyalása

A dolgozatban ismertetett kutatások a szoláris mágneses terek viselkedésének néhány esetét vizsgálták, melyek különböző sebességterekkel hozhatók összefüggésbe. Az itt következő áttekintés a bemutatott jelenségek lehetséges interpretációja számára a mágneses tér - sebességtér kapcsolatok részben ismert eseteit sorolja fel, részben pedig olyan megfontolásokat vet fel nyitott kérdésekkel kapcsolatban, melyek újabb kapcsolatok tisztázásához járulhatnak hozzá. A kérdéskört a jelenségek tér- és időbeli léptékének csökkenő sorrendjében tekintjük át.

4.1. Évszázados időskála

A félgömbi napciklusok fáziskülönbségeinek több évtizedes szabályszerűsége a leghosszabb időbeli léptékű vizsgált jelenség, ezt a 3.4. fejezet ismerteti. A jelenség röviden: négy ciklus során a déli félgömbön zajló ciklus vezet időben, majd a négy következő ciklus alatt az északi, ezután újabb négy ciklusra a déli veszi át a vezetést (lásd a 3.29. ábrát). E viselkedésről korábban is történtek vizsgálatok, de rövidebb időszakokon, egy-egy adatbázisra illetve módszerre alapozva. Ellentmondásos, sőt kérdéses eredmények is születtek. Az itt ismertetett kutatási eredmények ezzel szemben négy különböző adatforrásra (Zürich, Greenwich, Debrecen, félgömbi napfoltrelatívszám), és a következő négy különböző módszerre épülnek: i) ciklusprofil-súlypontok különbségei, ii) aszimmetria-index váltakozásai, iii) félgömbi Schwabe-diagramok közepes szélességeinek különbségei (1. Waldmeier-módszer), iii) aszimmetria-index ciklusbeli változása normalizált adatsoron (2. Waldmeier-módszer). Az eredmények meglehetősen következetességgel azt mutatják, hogy az adatokkal dokumen-

tált utolsó 14 ciklus során a 4+4 ciklusos fáziskülönbség-váltakozás ténylegesen zajlott. Az eredményekkel kapcsolatban többen feltették nekem azt a kérdést, hogy mi a garancia arra, hogy ez a váltakozás a továbbiakban is folytatódik. A válasz mindig az volt, hogy erre semmi garancia nincs, sőt arra sincs, hogy az évszázadok óta zajló 11 éves ciklus változatlanul folytatódik. Ez utóbbi lehetőségre újabban egyre több szokatlan tendencia irányítja a figyelmet (Livingston, Penn és Svalgaard 2012). Ha a 11 éves ciklus a Maunder-minimum után több mint három évszázaddal ismét leállna, vagy akár csak leállás előtti változásokat mutatna, akkor a 4+4 ciklusos váltakozás valószínűleg sérülne. Múltbeli korlátját a többek szerint "elveszett ciklus" időszakja jelentheti, amikor a 4. ciklus leszálló ágának érzékelhető másodlagos maximuma és az utána következő hosszú minimum azt sejteti, hogy valójában két ciklus összetorlódott (Usoskin, Mursula és Kovaltsov 2001). Ekkor megtörik a ciklusok erősségének hosszú időn át érzékelhető négyes csoportosulása is. Egyelőre csupán annyit mondhatunk, hogy ezen a tizennégy cikluson a szabályszerűség jól felismerhető.



4.1. ábra. Felső panel: a 3.29. ábra felső panelje, a félgömbi ciklusok fáziskülönbségei a 12-23 ciklusokban. Középső és alsó panel: $(É-D)/(É+D)$ aszimmetriák Zhang és társai (2013) cikkéből a 17° szélességnél mért Ω_{17} szögsebességre (középen) és a 2000 MSH-nál nagyobb területű foltcsoportokra (alul).

Ami az esetleges sebességtér-vonatkozást illeti, egy olyan cikkekre érdemes utalni, melyet nem sokkal a szóban forgó viselkedésről szóló cikkünk után adtak le, és e dolgozat írásának idején fogadtak el (Zhang és társai 2013). Ez a munka ugyanilyen léptékű váltakozásról számol be a félgömbi rotációk fáziskülönbségeiben. A 4.1. ábra egymás alatt mutatja a jelen disszertáció 3.29. ábrájának első paneljét és Zhang és társai (2013) cikkének 2. és 6. ábráját. Ez utóbbiak közül a felső a 17° heliografikus szélességnél mért rotációs periódus észak-déli aszimmetriájának változását mutatja, az alsó pedig a 2000 MSH-nál nagyobb összterületű foltcsoportok észak-déli aszimmetriáját. Az előbbi kevésbé, az utóbbi talán jobban hasonlít a félgömbi ciklusok fáziskülönbségeinek változására (felső panel), de ez sem segít felfedni e hosszútávú változás mögötti lehetséges mechanizmust. Mindenesetre a félgömbi rotáció aszimmetriájának kb. 15-20 éves pozitív időszakai (nagyobb északi szögsebesség) az előretartó északi ciklusok időszakára esnek, és ezt lehetne úgy interpretálni, hogy a nagyobb szögsebesség a ciklus gyorsabb előrehaladását segíti. A szögsebesség-aszimmetria negatív időszaka azonban kb. 70 évig tart. A nagyméretű foltcsoportokra vonatkozó aszimmetria-index váltakozása jobban hasonlít a ciklus-fáziskülönbségek diagramjához (4.1. ábra 1. és 3. panel). Ezt lehet úgy fogalmazni, hogy az előretartó félgömbi ciklusokban kevesebb a nagyméretű foltcsoport. Ekkor sem világos azonban, hogy van-e oksági összefüggés a két jelenség között, vagy egyszerűen egy további, feltáratlan hatás idézi elő mindkettőt.

Ilyen hosszútávú szabályszerűség az ismert dinamóméchanizmusok segítségével nemigen magyarázható, mivel ehhez a dinamó valamely szereplőjének közel évszázados memóriával kellene rendelkeznie. A nehézség egyik forrása az, hogy az említett félgömbi rotációkülönbségeken kívül nem sikerült kapcsolatot találni más szoláris változóval. A 3.27. ábra szerint a fáziskülönbség nem függ össze a félgömbi ciklusok intenzitásának relatív mértékével, vagyis az időbeli vezetés nem jelent feltétlenül dominanciát. Norton és Gallagher (2010) szerint a ciklusok hossza és a fáziskülönbségek között sem mutatható ki kapcsolat. Waldmeier (1971) a 10-20. ciklusok esetében a relatív napfoltszámok és a fáziskülönbség között összefüggést állapított meg, de ezt a 21-23. ciklusokra vonatkozóan már nem találtam érvényesnek.

A fáziseltolódás problematikája a félgömbi csatolásával lehet kapcsolatban, mely a pillangódiagram közel szimmetrikus voltaért lehet felelős. Charbonneau (2007) egy olyan numerikus kísérletet végzett, melyben gyenge félgömbi csatolást használt a mágneses diffúzió esetén a Babcock-Leighton modellben. Ennek eredményeként egy kvázi-sztokasztikus, de nem előjelváltó váltakozást kapott a félgömbi fáziseltolódásban. Így képes volt Maunder-minimum szerű kiterjedt minimumokat kapni mindkét félgömbön egyszerre, illetve külön-külön is. Végül arra a következtetésre jutott, hogy a félgömbi csatolás sokkal effektívebb, mint egy olyan

mechanizmus, amelyben szerepel a meridionális áramlás és a mágneses diffúzió.

A félgömbi fáziskülönbség váltakozásának szabályszerűsége mögött nem látszik ésszerűnek bármilyen sztochasztikus tényező szerepét feltételezni, évszázados szabályos változékonyság azonban nemigen kínálkozik. Ezért, és a teljesség kedvéért, talán nem felesleges szóba hozni egy erősen vitatott kérdéskört is, mely egy olyan mozgásforma hatását feltételezi, mely nem a Nap plazmaáramlásaival kapcsolatos. Ez a terület a szoláris inerciális mozgások feltételezett hatását vizsgálja (Jose 1965; Fairbridge és Shirley 1987; Shirley 2006, 2009; Wilson, Carter és Waite 2008; Charvátová 2009; Landscheidt 1999). Ezzel kapcsolatban az utóbbi években a legerősebb kritikát De Jager és Versteegh (2005) fogalmazták meg, akik kimutatták, hogy abban a mélységben, melyben a dinamófolyamat zajlik, az ismert gyorsulásértékek nagyságrendekkel nagyobbak a planetáris árapálykeltő hatásokénál, ezért a planetáris hatás nem lehet oka a ciklikus tevékenységnek. Ezzel nem is lehet vitatkozni, de ezt ma már nem is állítja senki komolyan. Ami miatt a területet mégis érdemes figyelemmel kísérni az az, hogy az inerciális mozgás moduláló hatását ilyen nagyságrendi különbség esetén sem lehet kizárni. Ha a napciklus hossza szoláris belső adottságok miatt 11 év körüli, akkor egy külső kb. 11 éves, mégoly gyenge hatás is befolyással lehet a változások burkológörbéjére. Ezt az érvelést alkalmazza például Juckett (2000), aki planetáris hatások által előidézett spin-orbit csatolás lehetséges következményeit vizsgálta. Ő különböző periódusok lebegési frekvenciáiként több hosszútávú periódust is elő tudott állítani, többek között egy 84 éveset is, melyet a Gleissberg-ciklus (Gleissberg 1939, 1971) néven ismeretes ingadozással azonosított.

A problémakör egyik legérdekesebb vonatkozása Fairbridge és Shirley (1987) egyik előrejelzése. A Nap tömegközéppontjának a naprendszer baricentruma körül végzett mozgására egy sor dinamikai jellemzőt definiáltak. Ezek közül az L pályaimpulzusmomentum dL/dt változásainak egy adott időre vett

$$T = \int_{t_0}^{t_1} T(t) dt \quad (4.1)$$

integrálja olyan nagy értéket vesz fel 1990 és 2013 között, mint amelyet a Maunder-minimum óta egyszer sem. Ez szerintük felveti egy új, elhúzódó minimum lehetőségét. Egy ilyen kijelentést e cikkek írásakor nem sokan vettek komolyan, és bár még ma sem perdöntő, de mivel Penn és Livingston (2006) ettől teljesen különböző három független adatsora is felvetette ennek lehetőségét, ezért az esetleges planetáris hatások újabban érdekessé váltak. A Nap inerciális mozgásának a ciklikus tevékenységre kifejtett moduláló hatását nem lehet teljes mértékben kizárni.

4.2. Évtizedes időskála

4.2.1. Torziós oszcilláció

A torziós oszcillációnak a 3.1. fejezet 3.2. ábráján bemutatott kapcsolata a napfolteloszlásokkal egy újfajta áramlási forma létét sejteti. A 3.3. ábrán bemutatott sematikus áramlási kép azzal az előfeltételezéssel él, hogy a toroidális mágneses tér mélységbeli (sugárirányú) kiterjedése nem korlátozódik a konvektív zóna legmélyebb tartományára, hanem annak magasabb rétegeiben is jelen lehetnek laza fluxuskötegei. Az ábrán illusztrált elképzelés az, hogy a felfelé áramlás a toroidális tér tartományán keresztül bizonyos fokig ellenállásba ütközik. Az e tartományon kívüli akadálymentes kifelé áramlás megkerüli, körülfolyja ezt a tartományt, melynek felső rétegeiben az összemozgásból a Coriolis-hatás révén a pólus felőli oldalon lemaradó, az egyenlítő felőli oldalon pedig előretartó mozgás jön létre, s ezek alakítják ki a torziós sávokat.

A vázolt mechanizmus lényeges eleme az az elképzelés, hogy a toroidális fluxusköteg nagy mélységbeli kiterjedésű, és jelen van a konvektív zóna alsó részében, kb. egyharmadában-felében. Ennek alátámasztására csak néhány közvetett utalás hozható fel. Egyes elképzelések szerint a nagyobb területű foltcsoportok mélyebben gyökereznek, és ez lehet az oka annak, hogy követésükkel kisebb rotációs szögsebesség mérhető (pl. Zhang és társai (2013)), vagyis a foltcsoportok gyökerének mélysége különböző lehet. Egy másik utalás Gyenge és társai (2012) eredménye, mely szerint a szoláris aktív hosszúságok zónájában a foltcsoport-felbukkanások időbeli változása kb. 1.3 éves periodicitást mutat; ugyanolyan, mint amelyet Howe és társai (2000b) a tachoklin zónában mértek a radiális torziós oszcillációra, miközben ugyanez a periódus teljesen hiányzik az aktív hosszúsági zónán kívüli felbukkanások idősorából. Ez azt jelenti, hogy az aktív hosszúsági sáv foltcsoportjai a tachoklin zóna mélységéből (kb. $0.71 R_{\odot}$) emelkednek ki, míg a többiek magasabb rétegekből. A toroidális fluxusköteg kb. $0.71-0.82 R_{\odot}$ mélységbeli kiterjedésével szembeni ellenérvről nincs tudomásom.

A javasolt mechanizmus másik eleme az összetartó mozgás a toroidális tér sávja fölött. A 3.4. ábra (Howe és társai 2000b) lehetővé teszi azt az értelmezést, hogy ez kb. a $0.82 R_{\odot}$ mélység fölött válik lehetségessé. Ezeket a meridionális irányú mozgásokat nehezebb detektálni, mint az azimutálisakat, melyek a napperemen mérhető Doppler-eltolódásokkal mérhetők, de Ribes, Mein és Mangeney (1985) találtak ilyen elmozdulásokat, melyeket ők a hipotetikus óriás konvektív cellák ún. "donut" geometriájú, tehát azimutális kiterjedésű (nem "banánfűrt" struktúrájú) válfajának jeleként azonosítottak. Ezek a meridionális elmozdulások a szerzők szerint szintén közelítettek az egyenlítőhöz a ciklus során.

A mechanizmus harmadik eleme a toroidális fluxusköteg befolyása –akadályozó hatása– a

kifelé áramlásra. Ezzel kapcsolatban Petrovay és Forgács-Dajka (2002) munkája tartalmaz megfontolásokat. Ők abból indultak ki, hogy a felbukkant aktív vidékek radiális irányban álló mágneses fluxuskötegei –mint a fák gyökerei– átszövik a konvektív zónát, és az adott helyen megváltoztatják az azimutális áramlás feltételeit. Ezt a feltételezést azonban nem igazolja a 3.2. ábra, mivel a torziós sávok láthatóan jóval hamarabb (kb. 1.5–2 évvel) megjelennek, mint az adott ciklus első napfoltcsoportjai. A modell próbájaként azt is vizsgáltam, hogy a megjelenő foltcsoportok bonyolultsága (csoportonkénti foltszáma mint a clusterezettség lehetséges mértéke) mutathat-e térbeli összefüggést a torziós sávokkal (3.2. ábra alsó panel). Ezek eloszlása sem nyújtott további információt arra nézve, hogy a ténylegesen észlelt torziós sávokban e foltcsoportok hatására mi fékezne, illetve hajtana előre az áramlást.

Mégis ez a modell áll a legközelebb az itt vázolt elképzeléshez, mivel csak ez tárgyalja azt a hatást, melyet egy fluxusköteg-halmaz a turbulens áramlásra kifejt. A két elképzelés egyesítése számomra úgy tűnik lehetségesnek, hogy a vertikális elrendezésű fluxushalmaznak az azimutális áramra kifejtett hatása helyett az azimutális (toroidális) fluxushalmaznak a radiális kifelé áramlásra tett hatását tételezzük fel.

4.2.2. Foltcsoport-dőlésszögek

A foltcsoport-dőlésszögek (tilt) eloszlásai és viselkedése a fluxustranszport-dinamómodellek empirikus hátteréhez tartoznak. A debreceni napfolt-adatbázisok olyan dőlésszög-adatsorokat tartalmaznak, melyek a DPD-ben két, az SDD-ben négy módszerrel készültek, ezért megfelelő kritériumok alkalmazásával kiszűrhetők az anyagból a bizonytalan esetek; így minden korábbi adatsornál megbízhatóbb információkat szolgáltatnak. Ezért a számos irodalmi előzmény mellett is érdemes az új anyagon vizsgálatokat végezni.

Amint azt az 1.3. fejezet említi, a Joy-szabály szerint a bipoláris aktív vidékek tengelye (a vezető és követő részek súlypontját összekötő irány) az azimutális irányhoz képest úgy hajlik el, hogy a vezető rész mindkét félgömbön közelebb van az egyenlítőhöz, mint a követő. Ezt nevezzük pozitív iránynak. Ez alól természetesen lehetnek kivételek, és a témára vonatkozó első vizsgálataim arra vonatkoztak, hogy hogyan változik a pozitív és negatív dőlésszögek aránya a ciklus folyamán, illetve a Spörer-diagram mentén.

Az időbeli viselkedésnél a pozitív/negatív dőlésszögek számának arányát vizsgáltam a ciklus mentén, és azt találtam, hogy ez az arány kb. 2-től kb. 1-ig csökken, de a ciklus kezdetén kb. háromszor annyi pozitív eset fordul elő, mint negatív (3.42. ábra). A Spörer-diagramon már a szögértékek átlagait vizsgáltam időben három hónapos és szélességben 5 fokos tartományokban. Itt az látszik, hogy a diagram belső részében a pozitív értékek egyértelműen dominánsak, csak a diagram peremén, továbbá az egyenlítő közelében fordulnak elő negatív

dőlésszögek (3.45. ábra). Ez utóbbi nem különösebben meglepő, hiszen itt az értékek már a 0° körül szóródnak. A felfutó szakasz pozitív dominanciája erősebb az északi félgömbön, és Sivaraman, Gupta és Howard (1999) szintén tapasztaltak erősebb északi dőlésszögeket. A ciklus felfutási fázisának kizárólagos pozitív dominanciája a dőlésszögek nagyságát mutató 3.45. ábráról is leolvasható. A felfutó szakaszon a 22. és 23. ciklusban egyaránt hiányoznak a negatív értékek, így az ábra alsó paneljén itt csak üres sávok látszanak. Az eredmények a munka jelenlegi állásában csak annyit jeleznek, hogy a ciklus felszálló ága a Waldmeier-effektus és a kezdőszélesség mellett egy további szempontból is a legkarakterisztikusabb fázisa a ciklusnak: a dőlésszögek szempontjából.

A 3.45. ábra felső paneljén a Joy-szabály kivehető: a magasabb szélességeken a pozitív dőlésszög-értékek nagyobbak, mint a ciklus későbbi éveiben. A pillangó-diagram peremén megjelenő erős negatív értékek egyik lehetséges magyarázata az, hogy ha itt kevés eset található, akkor nincs, ami egy-egy véletlenszerű negatív eltérést kompenzáljon.

A 3.44. ábra azt mutatja, hogy a vizsgált ciklusokban a konstans szélességeken mért dőlésszögek nem mutatnak ciklusfüggést, de csökkenő szélességekkel csökkennek. Ez azt jelenti, hogy a Joy-szabály nem a toroidális tér feltekeredésének következménye, hanem a Coriolis-hatásnak.

Howe és társai (2000b) az 1906-1987 közötti adatokon szintén azt találták, hogy mindkét irányú dőlésszögek előfordulnak, de ezek mindkét irányból az átlagos érték felé igyekeznek.

4.3. Néhány éves időskála

A következő vizsgált jelenség a ciklikus működéshez tartozik. Ez a kezdőszélesség-ciklus-erősség összefüggés (3.20. ábra). A vizsgálat egy ciklus-erősség-előrejelző kooperációs munka részeként történt, de a jelenség a mágneses fluxusok felemelkedésének dinamikája szempontjából nyújthat empirikus adalékot. Az összefüggés azt jelzi, hogy az erősebb ciklust jellemző erősebb toroidális térből a fluxuscsövek magasabb szélességen bukkannak a felszínre. A kérdés háttere röviden a következő (Choudhuri és Gilman 1987; D'Silva és Choudhuri 1993; Fan, Fisher és DeLuca 1993; Caligari és társai 1995):

A toroidális térből kiemelkedő B_0 erősségű mágneses fluxuscsőre a következő erők hatnak:

i) mágneses felhajtóerő (buoyancy force):

$$F_b = \frac{B_0^2}{2\mu h_p}, \quad (4.2)$$

ahol h_p környező közeg nyomási skálamagassága;

ii) közegellenállás (drag force):

$$F_d = \frac{1}{2} C_D \rho_e d v^2, \quad (4.3)$$

ahol d a cső átmérője, ρ_e a közeg sűrűsége, v a haladás sebessége, C_D a közegellenállási együttható;

iii) Coriolis-erő:

$$F_C = -2\rho[\vec{\Omega} \times \vec{v}], \quad (4.4)$$

ahol Ω a Nap szögsebessége, v a fluxuscső haladási sebessége, ρ pedig a fluxuscsőben lévő sűrűség;

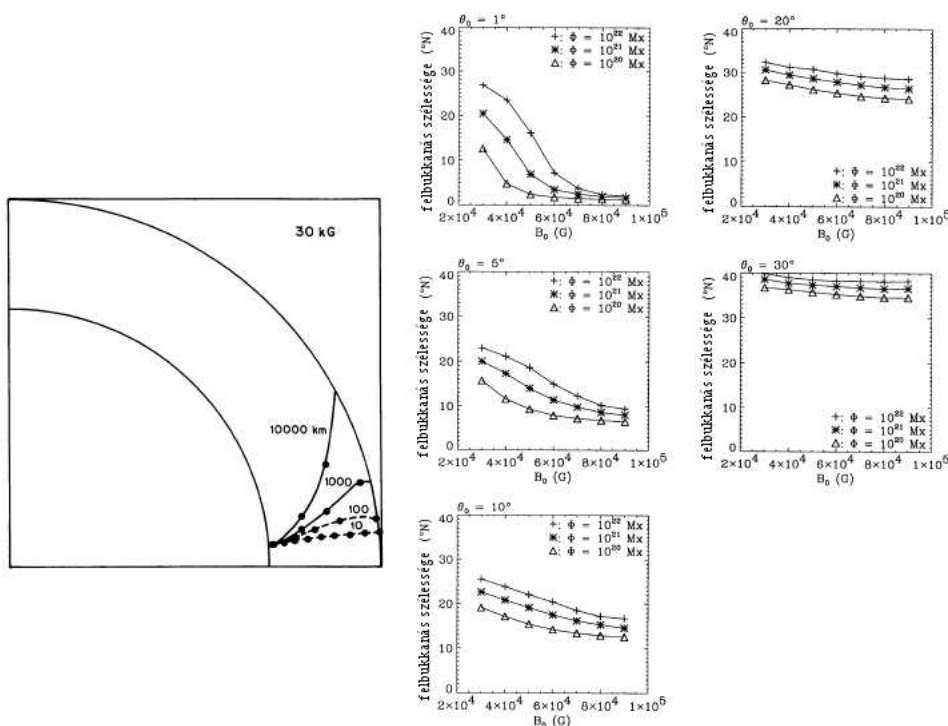
iv) mágneses tenzió, Lorentz-erő része, a (1.18) jobb oldalának első tagja.

A felszíni megjelenés szélességét az is alakítja, hogy a kiindulási szélességhez képest emelkedés közben mennyivel tér el a fluxuscső helyzete. Ezt a Coriolis-hatás befolyásolja, amit Fan, Fisher és DeLuca (1993) munkája alapján az alábbiak szerint lehet megbecsülni. Tételezzünk fel a felhajtóerő és közegellenállás között egyensúlyt, akkor az egységnyi térfogatú, radiális irányban v_r sebességgel kifelé mozgó fluxuscsőre (4.2) és (4.3) szerint a következő írható:

$$\frac{B_0^2}{8\pi h_p} = \frac{C_D \rho_e d v_r^2}{\pi d/2}. \quad (4.5)$$

Ha itt a $d/2$ helyére a fluxussűrűség kifejezéséből vett $d/2 = (\Phi/\pi B_0)^{1/2}$ formulát írjuk, akkor látható, hogy a v_r sebesség, illetve ezen keresztül iii) szerint a Coriolis-erő a $B_0^{3/4}$ - kifejezéssel arányos. A felhajtóerő tehát erősebben függ a mágneses tértől, a tér gyengülésével a Coriolis-erő befolyása erősödik.

A Coriolis-erőnek a kifelé mozgó fluxuskötegre kifejtett hatását többen is vizsgálták (Choudhuri és Gilman 1987; D'Silva és Choudhuri 1993; Fan, Fisher és DeLuca 1993; Caligari és társai 1995). Eredményeiket úgy lehet összegezni, hogy a Coriolis-erő a kiindulási szélességhez képest magasabb szélességek felé téríti el a kifelé mozgó fluxuscsövet és az eltérítés annál nagyobb, minél kisebb a B_0 , azaz a mágneses fluxussűrűség értéke. Ugyanakkor, ha a Φ fluxusmennyiséget tekintjük, a hatás fordított: adott fluxussűrűség esetén a nagyobb fluxusmennyiségű cső fog a pólusok felé eltolódni. Ezeket demonstrálja a 4.2. ábra két különböző munka alapján.



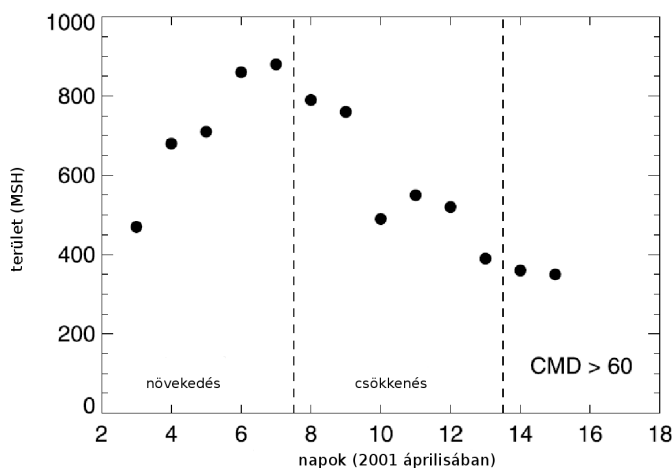
4.2. ábra. Bal oldali ábra: a konvektív zóna aljáról, 5 fokos szélességről induló, 30kG mágneses terű, különböző (km-ben kifejezett) átmérőjű fluxuscsovek trajektóriái a felszínig. A pontok a 36 naponként megtett útszakaszokat jelzik (D'Silva és Choudhuri 1993). Jobb oldali ábra: különböző mágneses terű és fluxusmennyiségű fluxuscsovek szélességbeli migrációja a kiemelkedésig. A különböző panelekhez különböző kezdőszélesség (θ_0) tartozik (Fan, Fisher és DeLuca 1993).

Ahhoz, hogy a fenti, Coriolis-hatásra fellépő szélességi migráció legyen az oka az erősebb ciklusok magasabb szélességű kezdetének, azt is fel kell tételeznünk, hogy ha nagyobb fluxusmennyiség van jelen globálisan, akkor átlagosan az egyes instabillá váló fluxuskötegek is több fluxust tartalmazhatnak. Ez reális, de talán nem triviális feltételezés.

4.4. Félhavi időskála

A 3.5. fejezet azokat a vizsgálataimat ismerteti, melyek az SDD napfoltkatalógus nagy felbontású adatsorai révén a foltcsoportok belső struktúrájának és fejlődésének részleteit igyekeztek feltárni. A félhavi időtartam arra vonatkozik, hogy a jelenségeket maximum két hétig lehet követni (ténylegesen rövidebb ideig a $\pm 60^\circ$ korlát miatt), illetve, hogy a jelzett munkában az aktív vidékeknek csak a fejlődési fázisát vizsgáltam. A csökkenő fázis egy jövőbeli tervezett munka tárgya lesz.

Az SDD-katalógus jelentőségét, az általa megnyitott új lehetőségeket Hathaway és Choudhary (2008) cikkéből összehasonlításképpen vett 4.3. ábrával lehet illusztrálni. Ők a GPR folytatásaként gondozott SOON-adatbázis adatait használva rajzolták fel a NOAA 9415-ös aktív vidék fejlődési görbéjét.



4.3. ábra. A NOAA 9415-ös aktív vidék fejlődési görbéje 2001 áprilisában (Hathaway és Choudhary 2008)

A SOON-adatbázis időbeli felbontása egy nap, és különálló foltok adatait nem tartalmazza. Ez az ábra érzékelteti azt az előrelépést, melyet a 3.38. ábrán látható, 1.5 órás felbontású és polaritást megkülönböztető diagramok demonstrálnak.

A vizsgálat sorozat az alábbi sajátságokat célozta.

4.4.1. Foltcsoportok fejlődése

A foltcsoportok fejlődésének, konkrétan megfogalmazásban a mágneses fluxusköteg-kiemelkedésnek a vizsgálatára két különböző módszert használtam. Az első egyszerűbb: a foltcsoport megjelenésétől a maximumig eltelt időre a napi átlagos növekedés mértékét határoztam meg az egész foltcsoportra, illetve a vezető és követő részre külön-külön. Az eredményt a 3.33. ábra mutatja. Az ábrákból kiolvasható információ az, hogy a vezető rész gyorsabban növekszik, illetve az, hogy a területnövekedés időfüggése lineáris. A vezető rész dominanciája a további vizsgálatokban más formában is megjelenik. Itt most a linearitást érdemes szemügyre venni.

A lineáris növekedés azt jelenti, hogy akármekkora is egy foltcsoport, a növekmény/terület arány ugyanannyi, vagyis a felbukkanás sebessége egyforma minden méretre. Ha a folterületet első közelítésben lineárisan arányosnak vesszük a B mágneses térrel, akkor a felhajtó-

erő (4.2) kifejezése értelmében a függésnek négyzetesnek kellene lennie (a másik szereplő, a nyomási skálamagasság nyilván nem változik). Ha nem ez a helyzet, annak az lehet a magyarázata, hogy bár a (4.2) felhajtóerő a nagyobb fluxussűrűségű köteget jobban felgyorsíthatja, de a (4.3) közegellenállás négyzetes sebességfüggése, illetve a fluxusköteg átmérőjétől való függése ezt ellensúlyozza, és végeredményben a felemelkedés átlagos sebessége minden méretre nézve kb. ugyanannyi.

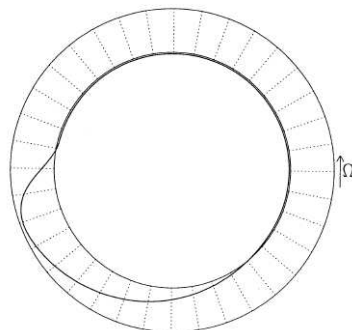
A fejlődést egy másik, részletesebb (és sokkal munkaigényesebb) módszerrel is vizsgáltam oly módon, hogy a (3.11) aszimmetrikus haranggörbét illesztettem a kiválasztott 223 foltcsoport vezető és követő részeinek összterület-adataira. A növekedési rátát ezúttal az inflexiós pontnál vett meredekség képviseli. A módszer értelemszerűen nagyobb meredekségértékeket ad, mint a kezdő és maximum-értékekre épülő módszer, de a két fő jellegzetesség, a gyorsabban növekvő vezető rész, illetve a linearitás a vonatkozó 3.40. ábráról is leolvasható.

A 3.38. ábrával illusztrált 3.39. ábra szerint a vezető és követő részek maximumainak egymáshoz viszonyított magasságára és időpontjára nézve mind a négy eshetőségre vannak példák, de a jellemzőbb konfiguráció az, hogy a vezető rész nagyobb területű maximumban (a vizsgált esetek 66 százalékában) és később éri el maximumát (a vizsgált esetek 56 százalékában).

A fejlődés dinamikájához további adalékokkal is szolgáltak a vizsgálatok: a maximumig mutatott hosszúságbeli elmozdulás szintén indikátora lehet felszín alatti folyamatoknak. A 3.35. és 3.36. ábrák arról szólnak, hogy a vezető rész a fejlődés közben jellemzően nagyobb mértékben tolódik előre, mint a követő rész. A kis méretű foltcsoportok mozdulnak a legkevésbé előre. Ezt kézenfekvő Schüssler és Rempel (2005) eredményével magyarázni, mely szerint a foltcsoportok fluxuscsovei elszakadnak a mélyben fekvő gyökerüktől, és ez a kisebb foltcsoportokkal könnyebben megtörténik.

A nagyobb foltcsoportok vezető részei mutatják a legnagyobb mértékű előrehaladást. Ezt a sajátsgot további empirikus és elméleti eredményekkel összevetve lehet értelmezni. Az előbbiek részben Van Driel-Gesztelyi és Petrovay (1990) cikkében találhatók. Ők azt találták, hogy a bipoláris foltcsoportok követő részének súlypontja közelebb van az ellentétes polaritású területeket elválasztó mágneses neutrális vonalhoz, mint a vezetőé. Ezt azzal magyarázták, hogy a vezető rész mágneses tere nagyobb szöggel hajlik a felületi normálishoz, mint a követőé. Cauzzi és Van Driel-Gesztelyi (1998) magnetogramok elemzésével azt is kimutatta, hogy ez az aszimmetria az aktív vidék fejlődése során csökken. Az elméleti vonatkozást Caligari és társai (1995) modellszámításai szolgáltatják, akik azt találták, hogy a kiemelkedő fluxuscso az azimutális síkban a 4.4. ábrán látható alakú, vagyis elméletileg

is alátámasztható az, hogy a fluxuscső a vezető részben nagyobb szöggel hajlik a radiális irányhoz.



4.4. ábra. *Felemelkedő mágneses fluxusköteg alakja a Nap északi pólusa felől nézve Caligari és társai (1995) szimulációja alapján. A forgásirány szerint elől haladó rész nagyobb szöggel hajlik a radiális irányhoz.*

A fentiek alapján a felbukkanás legvalószínűbb menetrendje a következő. A felemelkedési instabilitás kialakulása után a fluxuscső a 4.4. ábra szerinti alakot kezdi felvenni. A felszínre a követő rész a normálishoz közeli, a vezető attól jobban eltérő szöggel érkezik. A felszínen a követő rész a felbukkanás közelében marad, miközben a vezető előrehalad, minél nagyobb a foltcsoport, annál nagyobb mértékben. Ez az előrehaladás az elől haladó fluxusszakasz irányának a normálishoz való közelítése, a vezető–követő szakaszok irányainak szétnyílása révén valósul meg.

4.4.2. Foltcsoportok struktúrája maximális állapotukban

A fluxusköteg felemelkedésének végén, amikor a foltcsoport eléri maximális területű állapotát, struktúrája további részleteket árulhat el a folyamatban szerepet játszó hatásokról. Bipoláris foltcsoportok esetén a vezető és követő részek távolsága lehet ilyen jellemző. A vizsgálatra a vezető és követő részeknek az umbrák területei által meghatározott súlypontjait használtam, mivel a legnagyobb fluxussűrűségű komponensek képviselik legmegbízhatóbban a kiemelkedett fluxusköteget. A 3.34. ábra diagramja mutatja a kapott összefüggést a maximális umbraterület és a maximumbeli vezető–követő távolság között. Az adatokra logaritmusfüggvényt lehetett illeszteni. A kapcsolat 60 MSH fölött lineárisnak lenne tekinthető, de a kisméretű foltcsoportoknál a távolság rohamosan csökken.

A vezető–követő távolságnak egyelőre nincs számottevő irodalma. Gilman és Howard (1986) Mount Wilson-i észlelések alapján már vizsgálta, de elsősorban dőlésszög-kontextusban. A távolság kialakításában szerepet játszó lehetséges tényezők között a mágneses tenzió (a

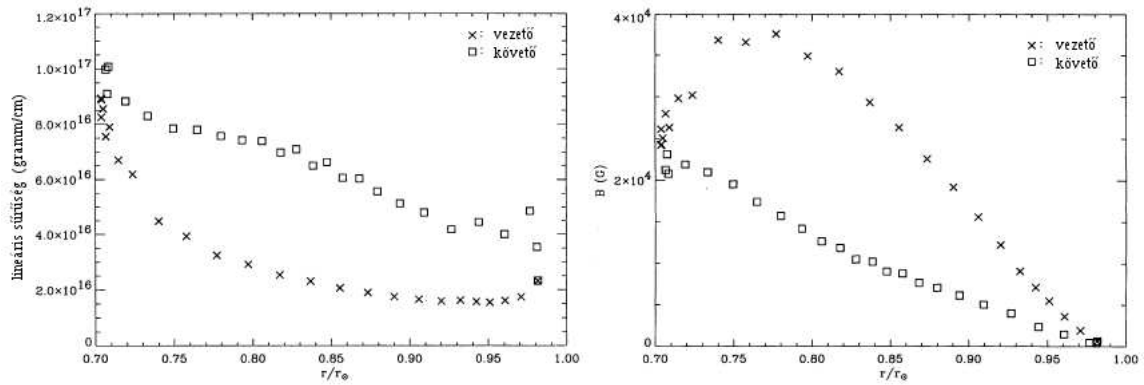
(1.18 Lorentz-erő része) szerepe a legvalószínűbb. A mágneses tenzió szerepét D'Silva és Choudhuri (1993) vizsgálta, de csak abban a tekintetben, hogy hogyan befolyásolja a felemelkedést. Szerintük eleinte erősen gátló hatást fejt ki, de a felbukkanás után már nem foglalkoznak a szerepével. Ha a jövőben a mágneses tenzió szerepét szeretném vizsgálni a 3.34. ábra logaritmikus függésében, akkor valószínűleg konkrét eseteket kell majd megvizsgálni konkrét fluxussűrűség-értékeket használva a Korsós, Baranyi és Ludmány (2013) által közölt foltterület–mágneses tér kalibrációs görbe alapján; amelyet, nem mellesleg, a 3.11-görbéhez igen hasonló, logaritmikus függvény ír le.

A bipoláris foltcsoportok maximális területű állapotának másik jellemzője a kompaktsági aszimmetria, vagyis az a jelenség, hogy a vezető rész többnyire nagyobb átlagos területű, de kisebb számú foltot tartalmaz, mint a követő rész. Ez a sajátság régóta ismert volt, de csak mint általános észlelői tapasztalat, és csak az SDD révén lehetett nagyobb statisztikai mintán számszerűsíteni. A 3.37. ábra mutatja a vonatkozó foltterület-foltszám aszimmetria-indexek kapcsolatát. A diagram szerint valóban az említett vezető–követő viszony a legjellemzőbb, de az összkép összetettebb. Az ábra pontjaira illesztett regressziós egyenes legérdekesebb jellemzője az offset, az a foltterület-aszimmetria érték, melynél az egyenes a függőleges tengelyt metszi. Ennek értéke: $AI_{ter.} = 0.11$, ami azt jelenti, hogy ha a két részben a foltszám egyenlő, akkor a vezető rész foltjainak átlagos területe 25%-kal nagyobb, mint a követő foltoké.

Hasonló vizsgálatot végzett Yamamoto (2012), de nem foltokon, hanem aktív vidékek magnetogramjain. Az ő kiválasztási kritériuma szerint nem a maximális területű foltcsoportokat vizsgálta, hanem a napkorong centruma körülíeket –valószínűleg a (látóirányú) mágneses tér mért értékeinek centrum-szél kalibrációját elkerülendő-, ezért eredményeinek az enyémekkel való összehasonlítása egyelőre csak kvalitatív következtetésekre ad lehetőséget. Az aszimmetria jellemzésére az

$$A = \log \left(\frac{S_k}{S_v} \right) \quad (4.6)$$

kifejezést használta, ahol S az a terület, melyen belül a mágneses tér erőssége nagyobb 50 gaussnál. A k és v index a követő és vezető részt jelöli. Az A értékeire ő is nagy szórást talált, adatainak közel normális eloszlása -0.2 -től $+0.4$ -ig terjed, a maximum az $A = 0.03$ -nál van, mely az általam használt (3.7) formulára átszámítva $AI = -0.037$ értéket ad. Ha ezt százalékos különbségre számítjuk át, akkor azt kapjuk, hogy a legjellemzőbb esetben a követő rész területe 7% -kal nagyobb, mint a vezetőé. Ezt az én adataimmal összehasonlítva úgy lehet megfogalmazni, hogy a legjellemzőbb bipoláris elrendezésben a vezető részben a fluxus nagyobb hányada testesül meg nagy fluxussűrűségű egységekben (a napfoltokban),



4.5. ábra. *Fan, Fisher és DeLuca (1993) modellszámításainak eredményei a felemelkedő mágneses fluxushurkok vezető és követő részének változásaira a konvektív zóna aljától a felszínig. Bal panel: a plazmasűrűségek változása; jobb panel: a mágneses terek változása*

miközben a követő rész fluxusa laza, nagyobb területre szétszórt állapotban van jelen.

Ezt az aszimmetriát Fan, Fisher és DeLuca (1993) vizsgálták elméletileg. A vékony fluxuscső modellt alkalmazták az (1.15) indukcióegyenlet és (1.10) kontinuitási egyenlet kombinációjára, és így követték a felemelkedő fluxushurok fejlődését. Többek között azt találták, hogy a kiemelkedő fluxuscsőben jelentkező Coriolis-hatás egy forgásiránnyal ellentétes irányú plazmaáramot kelt a csövön belül. Ennek következtében a vezető rész plazmasűrűsége csökken, és az ekvipartíciós nyomás (1.20) kifejezés értelmében a mágneses nyomásnak, vagyis a külső nyomás hatására a mágneses fluxussűrűségnek meg kell növekednie. A szerzők szerint ez az oka annak, hogy a vezető rész általában kompaktabb, a követő pedig fragmentáltabb. Az eredményeket a 4.5. ábra mutatja.

4.5. Néhány napos időskála

A 3.2. fejezetben azt a munkámat ismertetem, melyben a foltcsoportok napi ΔL hosszúsági és ΔB szélességi elmozdulásainak korrelációit vizsgáltam. Az adatok néhány napos időszakokat jellemeztek, de az itt vizsgált jelenség valójában a rövid és hosszú távú változásokat egyaránt érinti. A foltcsoportok felemelkedés közben a kitágulás miatti Coriolis-hatás révén elfordulnak. Gilman és Howard (1986) együtt is vizsgálta ezt a két folyamatot. Az én célkitűzésem nem a foltcsoportok elfordulásának vizsgálata volt, hanem az, hogy a foltcsoportnak mint egésznek a mozgása hogyan tükrözi a Coriolis-hatást.

Amint arról az 1.2.4. fejezetben szó volt, Ward (1965) vetette fel azt, hogy a naprotáció differenciális profiljának fenntartása az itt említett Coriolis-hatás termékei, a (1.5) Reynolds feszültségek révén lehetséges. A felvetést egy sor vizsgálat követte e mennyiség meghatá-

rozására. A kutatások tárgyai voltak a foltcsoportok (Gilman és Howard 1984; Balthasar, Vazquez és Wöhl 1986; Pulkkinen és Tuominen 1998), egyedi foltok (Gilman és Howard (1984); fiatal foltokra Paternò és társai (1991); Nesme-Ribes, Ferreira és Vince (1993)), valamint magnetogramokon követett kisebb mágneses alakzatok Komm, Howard és Harwey (1994). Az eredményeket úgy lehet összefoglalni, hogy a Reynolds-feszültségeket jellemző kovarianciaértékek akkor szignifikánsak, ha az alakzatok a konvektív zóna mélyebb rétegeit képviselik; míg a felszín közeli rétegekhez köthető alakzatok kovariancia-értékei kicsik, vagy teljesen eltűnnek.

Az én módszeremhez nem a kovarianciát, hanem annak normált változatát, a korrelációs koefficienszt használtam. A $(\Delta L, \Delta B)$ korreláció nagysága a Coriolis-hatástól várható szélességi eloszlást mutatja (3.5. és 3.6. ábra), de ha ezt évről-évre követtem, akkor meglepő változások mutatkoztak. A legérdekesebb a 22. ciklus maximuma környékén jelentkezett, ahol az 1989-es évben még jelentős meredekségű szélességi eloszlást kaptam (ld. 3.7. és 3.9. ábra), majd 1990-ben (a Gnevyshev–bemélyedésben) ez a szélességfüggés jelentősen lecsökkent. Ez feltűnő egyezés volt, de a 18. és 19. ciklus hasonló eloszlás-változásai (3.8. és 3.10. ábra) nem igazolták azt a sejtést, hogy a Gnevyshev–bemélyedés idején ennek meg kell történnie. A poloidális tér pólusváltásaival sem lehetett magyarázni a változást.

Próbálkozásaim tehát egyelőre nem nyújtottak lehetőséget az értelmezésre. A kovariancia-vizsgálatokra vonatkozó fentebb említett eredmények azt jelzik, hogy ha a hosszúsági-szélességi változások kapcsolata lecsökken, vagy megszűnik, akkor a követett jelenség a konvektív zóna magasabb rétegeivel lehet kapcsolatban, ez pedig arra is utalhat, hogy a ciklus folyamán a fluxuskötegek a konvektív zóna csökkenő mélységeiből indulnak kifelé. Erről ennyi adat birtokában ennél több egyelőre nem mondható.

Összefoglalás

Dolgozatomban olyan szoláris jelenségeket tanulmányoztam, melyekben a mágneses- és sebességterek valamilyen kapcsolata játszik szerepet. A mágneses terek vizsgálatához napfoltok és foltcsoportok adatait használtam.

A torziós oszcilláció és a napfolttevékenység kapcsolatának tanulmányozása során azt találtam, hogy a legtöbb, és legnagyobb területű napfolt az előrehaladó torziós sáv pólus felőli nyírási szélességére esik, miközben az egyenlítő felőli nyírási szélesség a foltok keletkezésének jól definiált alsó határa. Nem találtam kapcsolatot a foltcsoportok komplexitása és a torziós hullám helyzete között. Az eredmények alapján készült modell feltételezi, hogy a toroidális mágneses fluxusköteg kiterjed a konvektív zónának a tachoklína fölötti rétegeire és itt akadályt jelenthet a feláramlással szemben egy bizonyos magasságig. Ezen szélességi tartományon kívül a feláramlás erősebb lehet, mint a tórusz szélességi tartományában, s ez az áram körbefolyja a tórusz jelentette akadályt. A tórusz felett így keletkező összeáramlás a Coriolis-hatás révén a pólus felőli oldalon lemaradó, az egyenlítőin pedig előrehaladó áramot hozhat létre.

A foltcsoportok azimutális és meridionális irányú elmozdulásaira a maximális területük előtt és után 2 nappal számolt korrelációs együtthatót vizsgálva megmutatható, hogy a korreláció eltűnik az egyenlítőnél és magasabb szélességek felé monoton nő, illetve pozitív a déli és negatív az északi féltekén. A mintázat a Coriolis-hatást tükrözi. Ezt a vizsgálatot minden egyes évre elvégezve azt kaptam, hogy a ciklus elején és a leszálló ágon a korreláció szélességfüggése eltűnik, míg a maximum felé haladva erősödik. Ezeket a vizsgálatokat a GPR idejére is kiterjesztettem, megerősítve ezzel a DPD-re kapott eredményeimet. A korreláció szélességfüggésének maximum körüli visszaesésére több magyarázattal próbálkoztam, de sem a Gnevyshev–bemélyedés, sem a pólusváltás nem bizonyult meggyőzőnek.

A félgömbi ciklusok fáziskülönbségeinek viselkedésében egy hosszú távú változást sikerült kimutatnom, eszerint 4 cikluson keresztül az északi, majd a következő 4 ciklusban a déli félteke ciklusa zajlik időben hamarabb. A jelenségre vonatkozó korábbi irodalmi utalások korlátozott adatokon és időszakokon alapultak, az én munkám három különböző adatbázis és három különböző módszert használ, és minden korábbinál hosszabb, 14 ciklusnyi időszak-

ra vonatkozik. A félgömbi ciklusok fáziskülönbségei nem mutatnak szignifikáns összefüggést relatív erősségükkel, ami azt jelzi, hogy a fáziskülönbség nem jelenti az egyik félgömb domináns szerepét a globális ciklus lefolyásában.

A debreceni SDD napfoltkatalógus segítségével nagy számú mintán vizsgáltam napfoltcsoportok fejlődését és morfológiáját. Vizsgálataim szerint a foltcsoportok fejlődési sebessége egyenesen arányos maximális területükkel, a vezető részek fejlődési sebessége pedig nagyobb a követőénél. A követő részek kb. 1 nappal hamarabb érik el az amúgy kisebb maximális fejlettségi állapotukat, mint a vezető részek. A bipoláris foltcsoportok vezető része általában kevesebb, de nagyobb átlagos területű foltot tartalmaz, mint a követő rész. A vezető és követő részek távolsága szintén területfüggő, a foltcsoport maximális területével logaritmikus kapcsolatban van. A foltcsoportok jelentős részének hosszirányú elmozdulása előre mutató, a vezető rész előremozgása jelentősebb és nagyobb foltcsoportoknál nagyobb mértékű.

A foltcsoportok dőlésszögeire vonatkozó első eredményeim szerint a pozitív/negatív dőlésszögű foltcsoportok aránya a napciklus elején 2-3 körüli, míg a leszálló ágon fokozatosan az 1 felé közelít. Az állandó szélességen mért dőlésszögek ciklusfüggetlensége azt jelzi, hogy a jelenségben nem a toroidális tér feltekeredése, hanem a Coriolis-hatás játszik szerepet.

Különböző módszerekkel becsléseket végeztem a 24. ciklus jellemzőire. Diagnosztikai eszközként a minimumbeli foltmentes napok számát, valamint a kezdőszélességet és kezdeti fejlődést használtam. A bemutatott módszerek a 24. ciklus becsülhető maximumában a havi átlagos foltcsoportszámra 34 és 51 közötti értékeket adtak, a maximum időpontjaként 2013 májusát jelölték meg.

Publikációk a dolgozat témájában

Referált nemzetközi folyóiratban

Muraközy J., Baranyi T., Ludmány A.: "Sunspot Group Development in High Temporal Resolution", *Solar Physics* közlésre elfogadva, doi:10.1007/s11207-013-0416-3

Muraközy J., Ludmány A.: 2012, "Phase lags of solar hemispheric cycle", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **419** (4), 3624-3630 doi:10.1111/j.1365-2966.2011.20011.x, ADS:2012MNRAS.419.3624M

Muraközy J., Baranyi T., Ludmány A.: 2012, "Development and morphology of leading-following parts of sunspot groups", *Central European Astrophysical Bulletin* **36** (1), 1-8 ADS:2012CEAB...36....1M

Muraközy J., Ludmány A.: 2011, "Considerations on the Spörer- diagram-torsional wave relationship", *Central European Astrophysical Bulletin* **35** (1), 45-49 ADS:2011CEAB...35...45M

Muraközy J., Ludmány A.: 2010, "North-South differences of solar cycle", *Central European Astrophysical Bulletin* **34** (1), 99-107 ADS:2010CEAB...34...99M

Muraközy J., Ludmány A.: 2008, "Cycle dependence of the latitudinal-longitudinal sunspot motion correlation" *Astronomy and Astrophysics* **486** (3), 1003-1007 doi:10.1051/0004-6361:20078456, ADS:2008A&A...486.1003M

Muraközy J., Ludmány A.: 2008, "Temporal variations of Coriolis-turns in the photosphere", *Central European Astrophysical Bulletin* **32** (1), 133-139 ADS:2008CEAB...32..133M

Muraközy J., Mező G., Ludmány A., Győri L.: 2005, "Search for possible connections of sunspot features and torsional waves", *Hvar Observatory Bulletin* **29**, 31-37 ADS:2005HvaOB..29...31M

Brajša R., Verbanac G., Sudar D., Skokić I., Hanslmeier A., Wöhl H., Roth M., Ludmány A., **Muraközy J.**, MacLeod C. L., Ivezić Ž., Mursula K., Zhang L.: "A prediction for the 24th solar cycle obtained combining various methods", *Solar Physics* referálás alatt

Nemzetközi konferencia kiadványban

Muraközy J., Ludmány A.: 2011, "Correlations of magnetic features and the torsional pattern", *Physics of Sun and Star Spots Proceedings IAU Symposium* **273**, 394-398
doi:10.1017/S1743921311015626, ADS:2011IAUS..273..394M

Hazai konferencia kiadványban

Muraközy J., Ludmány A.: 2006, "Connection of sunspot's distribution with the torsional wave", *Publications of the Astronomy Department of the Eötvös University* **17**, 23-28
ADS:2006PADEU..17...23M

Irodalomjegyzék

- Aguire L. A., Letellier C., Maquet J.: 2008, "Forecasting the time series of sunspot number", *Solar Physics* **249**, 103-120 doi:10.1007/s11207-008-9160-5, ADS:2008SoPh..249..103A
- Antia H. M., Basu S.: 2001, "Temporal variations of the solar rotation rate at high latitudes", *The Astrophysical Journal* **559(1)**, L67-L70 doi: 10.1086/323701, ADS:2001ApJ...559L..67A
- Balthasar H., Vazquez M., Wöhl H.: 1986, "Differential rotation of sunspot groups period from 1874 through 1976 and changes of the rotation velocity within the solar cycle", *Astronomy and Astrophysics* **155**, 87-98 ADS:1986A&A...155...87B
- Baranyi T., Ludmány A.: 1992, "Study of possible subsurface influences on the emerging active regions", *Solar Physics* **139**, 247-254 doi:10.1007/BF00159151, ADS:1992SoPh..139..247B
- Bazilevskaya G. A., Krainev M. B., Makhmutov V. S., Flückiger E. O., Sladkova A. I., Storini M.: 2000, "Structure of the maximum phase of solar cycles 21 and 22", *Solar Physics* **197**, 157-174 doi:10.1023/A:1026515520311, ADS:2000SoPh..197..157B
- Belvedere G., Godoli G., Motta S., Paterno L., Zappala R. A.: 1976, "Surface Reynolds stresses determined from the analyses of facular motions and the maintenance of the sun's differential rotation", *Solar Physics* **46**, 23-28 doi:10.1007/BF00157552, ADS:1976SoPh...46...23B
- Caligari P., Moreno-Insertis F., Schüssler M.: 1995, "Emerging flux tubes in the solar convection zone. 1: Asymmetry, tilt, and emergence latitude", *The Astrophysical Journal* **441**, 886-902 doi:10.1086/175410, ADS:1995ApJ...441..886C
- Cauzzi G., Van Driel-Gesztelyi L.: 1998, "Asymmetric magnetic field distribution in active regions", *Synoptic Solar Physics ASP Conference Series* **140**, 105-112 ADS:1998ASPC..140..105C

-
- Charbonneau P.: 2007, "Cross-hemispheric coupling in a Babcock-Leighton model of the solar cycle", *Advances in Space Research* **40**, 899-906 doi:10.1016/j.asr.2006.12.046, ADS:2007AdSpR..40..899C
- Choudhuri A. R., Gilman P. A.: 1987, "The influence of the Coriolis force on flux tubes rising through the solar convection zone", *The Astrophysical Journal* **316**, 788-800 doi:10.1086/165243, ADS:1987ApJ...316..788C
- Charvátová I.: 2009, "Long-term predictive assessments of solar and geomagnetic activities made on the basis of the close similarity between the solar inertial motions in the intervals 1840–1905 and 1980–2045", *New Astronomy* **14**, 25-30 doi:10.1016/j.newast.2008.04.005, ADS:2009NewA...14...25C
- Coffey H. E., Erwin E.: 2004, "NGDC, NOAA", megtalálható: ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/docs/maxmin.new
- Coffey H. E., Gilman P. A.: 1969, "The solar surface toroidal magnetic field", *Solar Physics* **9**(2), 423-426 doi:10.1007/BF02391665, ADS:1969SoPh....9..423C
- Cowling T. G.: 1946, "The growth and decay of the sunspot magnetic field", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **106**, 218-224 ADS:1946MNRAS.106..218C
- De Jager C., Versteegh G. J. M.: 2005, "Do planetary motions drive solar variability?", *Solar Physics* **229**, 175-179 doi:10.1007/s11207-005-4086-7, ADS:2005SoPh..229..175D
- Dikpati M., Gilman P. A., de Toma G.: 2008, "The Waldmeier effect: an artifact of the definition of the Wolf sunspot number?", *The Astrophysical Journal* **673**, L99-L101 doi:10.1086/527360, ADS:2008ApJ...673L..99D
- D'Silva S., Choudhuri A. R.: 1993, "A theoretical model for tilts of bipolar magnetic regions", *Astronomy and Astrophysics* **272**, 621-633 ADS: 1993A&A...272..621D
- Fan Y.: 2009, "Magnetic fields in the solar convection zone", *Living Reviews in Solar Physics* **6**, no. 4 doi:10.12942/lrsp-2009-4, ADS:2009LRSP....6....4F
- Fan Y., Fisher G. H., DeLuca E. E.: 1993, "The origin of morphological asymmetries in bipolar active regions", *The Astrophysical Journal* **405**, 390-401 doi:10.1086/172370, ADS:1993ApJ...405..390F
- Gilman P. A., Howard R.: 1984, "On the correlation of longitudinal and latitudinal motions of sunspots", *Solar Physics* **93**, 171-175 doi:10.1007/BF00156661, ADS:1984SoPh...93..171G
-

-
- Gilman P. A., Howard R.: 1986, "Rotation and expansion within sunspot groups", *The Astrophysical Journal* **303**, 480-485 doi:10.1086/164093, ADS:1986ApJ...303..480G
- Gilman P. A., Miller J.: 1986, "Nonlinear convection of a compressible fluid in a rotating spherical shell", *Astrophysical Journal Supplement Series* **61**, 585-608 doi:10.1086/191125, ADS:1986ApJS...61..585G
- Gleissberg W.: 1939, *The Observatory* **62**, 158-159 ADS:1939Obs....62..158G
- Gleissberg W.: 1971, "The Probable Behaviour of Sunspot Cycle 21", *Solar Physics* **21**, 240-245 doi:10.1007/BF00155794, ADS:1971SoPh...21..240G
- Greenwich Royal Observatory: 1976, "Greenwich Photoheliographic Results", megtalálható: <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwich.shtml>
- Gyenge N., Baranyi T., Ludmány A.: 2012, "Distribution of activity at the solar active longitudes between 1979-2011 in the northern hemisphere", *Central European Astrophysical Bulletin* **36**, 9-16 ADS:2012CEAB...36....9G
- Gyenge N., Baranyi T., Ludmány A.: "Migration and Extension of Solar Active Longitudinal Zones", *Solar Physics*
- Győri L., Baranyi T., Ludmány A. et al., 2011, Debrecen Photoheliographic Data for 1986-2003, lásd: <http://fenyi.solarobs.unideb.hu/DPD/index.html>
- Fairbridge R. W., Shirley J. H.: 1987, "Prolonged minima and the 179-yr cycle of the solar inertial motion", *Solar Physics* **110**, 191-210 doi:10.1007/BF00148211, ADS:1987SoPh..110..191F
- Hamid R. H., Galal A. A.: 2004, "Preliminary prediction of the strength of the 24th 11-year solar cycle", *NRIAG Journal of Astronomy and Astrophysics*, Special Issue **19**, 19-25
- Hathaway D. H.: 1996, "Doppler measurements of the Sun's meridional flow", *The Astrophysical Journal* **460**, 1027-1033 doi:10.1086/177029, ADS:1996ApJ...460.1027H
- Hathaway D. H., Choudhary D. P.: 2008, "Sunspot group decay", *Solar Physics* **250**, 269-278 doi:10.1007/s11207-008-9226-4, ADS:2008SoPh..250..269H
- Hathaway D. H., Rightmire L.: 2010, "Variations in the Sun's meridional flow over a solar cycle", *Science* **327**, 1350-1352 doi:10.1126/science.1181990, ADS:2010Sci...327.1350H
-

-
- Hoyt D., Schatten K.: 1998, "Group Sunspot Numbers: A New Solar Activity Reconstruction", *Solar Physics* **179**, 189-219 doi:10.1023/A:1005007527816, ADS:1998SoPh..179..189H
- Hoyt D., Schatten K.: 1998, "Group Sunspot Numbers: A New Solar Activity Reconstruction", *Solar Physics* **181**, 491-512 doi:10.1023/A:1005056326158, ADS:1998SoPh..181..491H
- Howard R. F.: 1991, "The magnetic fields of active regions - Part four", *Solar Physics* **131**(2), 259-268 doi:10.1007/BF00151637, ADS:1991SoPh..131..259H
- Howard R., LaBonte B. J.: 1980, "The Sun is observed to be a torsional oscillator with a period of 11 years", *The Astrophysical Journal* **239**, L33-L36 doi:10.1086/183286, ADS:1980ApJ...239L..33H
- Howard R., LaBonte B. J.: 1983, "The observed relationship between some solar rotation parameters and activity cycle", *IAUS* **102**, 101-111 ADS:1983IAUS..102..101H
- Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., Komm R. W., Larsen R. M., Schou J., Thompson M. J., Toomre J.: 2000, "Deeply penetrating banded zonal flows in the solar convection zone", *The Astrophysical Journal* **533**(2), L163-L166 doi:10.1086/312623, ADS:2000ApJ...533L..163H
- Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., Komm R. W., Larsen R. M., Shou J., Thompson M. J., Toomre J.: 2000, "Dynamic variations at the base of the solar convection zone", *Science* **287**, 2456-2460 doi:10.1126/science.287.5462.2456, ADS:2000Sci...287.2456H
- Ivanov E. V., Obridko V. N., Shelting B. D.: 2002, "Quasi-biennial oscillations of the solar magnetic fields", *ESA SP* **506**(2), 847-850 ADS:2002ESASP.506..847I
- Jose P. D.: 1965, "Sun's motion and sunspots", *The Astronomical Journal* **70**, 193-200 doi:10.1086/109714, ADS:1965AJ.....70..193J
- Juckett D. A.: 2000, "Solar activity cycles, north/south asymmetries, and differential rotation associated with solar spin-orbit variations", *Solar Physics* **191**, 201-226 doi:10.1023/A:1005226724316, ADS:2000SoPh..191..201J
- Kislovodsk Observatory: 2007, "Solnechnye Dannye", megtalálható: http://158.250.29.123:8000/web/Soln_Dann/
-

-
- Komm R. W., Hill F., Howe R.: 2001, "Empirical mode decomposition and Hilbert analysis applied to rotation residuals of the solar convection zone", *The Astrophysical Journal* **558**(1), 428-441 doi:10.1086/322464, ADS:2001ApJ...558..428K
- Komm R. W., Howard R. F., Harvey J. W.: 1993, "Rotation rates of small magnetic features from two- and one-dimensional cross-correlation analyses", *Solar Physics* **145**, 1-10 doi:10.1007/BF00627979, ADS:1993SoPh..145....1K
- Komm R. W., Howard R. F., Harvey J. W.: 1994, "The covariance of latitudinal and longitudinal motions of small magnetic features", *Solar Physics* **151**, 15-28 doi:10.1007/BF00654078, ADS:1994SoPh..151...15K
- Korsós M. B., Baranyi T., Ludmány A.: 2013, "Study of sunspot group morphological variations leading to flaring events", *Central European Astrophysical Bulletin* **37**, 425-434 ADS:2013CEAB...37..425K
- Kosovichev A. G., Schou J.: 1997, "Detection of zonal shear flows beneath the sun's surface from f-mode frequency splitting", *The Astrophysical Journal Letters* **482**, L207-L210 doi:10.1086/310708, ADS:1997ApJ...482L.207K
- Kosovichev A. G., Schou J., Scherrer P. H., Bogart R. S., Bush R. I., Hoeksema J. T., Aloise J., Bacon L., Burnette A., de Forest C., Giles P. M., Leibbrand K., Nigam R., Rubin M., Scott K., Williams S. D., Basu S., Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., Rhodes Jr. E. J., Duvall Jr. T. L., Howe R., Thompson M. J., Gough D. O., Sekii T., Toomre J., Tarbell T. D., Title A. M., Mathur D., Morrison M., Saba J. L. R., Wolfson C. J., Zayer I., Milford P. N.: 1997, "Structure and rotation of the solar interior: Initial results from the MDI medium-l program", *Solar Physics* **170**(1), 43-61 doi:10.1023/A:1004949311268, ADS:1997SoPh..170...43K
- Küker M., Rüdiger G., Pipin V. V.: 1996, "Solar torsional oscillations due to the magnetic quenching of the Reynolds stress", *Astronomy and Astrophysics* **312**, 615-623 ADS:1996A&A...312..615K
- LaBonte B. J., Howard R.: 1982, "Torsional waves on the sun and the activity cycle", *Solar Physics* **75**, 161-178 doi:10.1007/BF00153469, ADS:1982SoPh...75..161L
- Landscheidt T.: 1999, "Extrema in sunspot cycle linked to Sun's motion", *Solar Physics* **189**, 413-424 doi:10.1023/A:1005287705442, ADS:1999SoPh..189..413L

-
- Latushko S.: 1993, "The relationship between meridional drift and rotation of the large-scale solar magnetic field", *Solar Physics* **146**(2), 401-404 doi:10.1007/BF00662023, ADS:1993SoPh..146..401L
- Livingston W.; Penn M. J.; Svalgaard L.: 2012, "Decreasing Sunspot Magnetic Fields Explain Unique 10.7 cm Radio Flux", *The Astrophysical Journal Letters* **757**, L8-L11 doi:10.1088/2041-8205/757/1/L8, ADS:2012ApJ...757L...8L
- Makarov V. I., Makarova V. V.: 1996, "Polar faculae and sunspot cycles", *Solar Physics* **163**, 267-289 doi:10.1007/BF00148001, ADS:1996SoPh..163..267M
- Mursula K., Zieger B., Vilppola J. H.: 2003, "Mid-term quasi-periodicities in geomagnetic activity during the last 15 solar cycles", *Solar Physics* **212**, 201-207 doi:10.1023/A:1022980029618, ADS:2003SoPh..212..201M
- Nesme-Ribes E., Ferreira E. N., Vince I.: 1993, "Solar dynamics over solar cycle 21 using sunspots as tracers", *Astronomy and Astrophysics* **276**, 211-218 ADS:1993A&A...276..211N
- Newton H. W., Nunn M. L.: 1951, "The Sun's rotation derived from sunspots 1934-1944 and additional results", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **111**, 413-421 ADS:1951MNRAS.111..413N
- Nordlund, Å, Stein, R. F., Asplund, M.: 2009, "Solar Surface Convection", *Living Reviews in solar physics* **6**, 2 doi:10.12942/lrsp-2009-2, ADS:2009LRSP....6....2N
- Norton A. A., Gallagher J. C.: 2010, "Solar-cycle characteristics examined in separate hemispheres: phase, Gnevyshev gap, and length of minimum", *Solar Physics* **261**, 193-207 doi:10.1007/s11207-009-9479-6, ADS:2010SoPh..261..193N
- Ohl A.I., Ohl G.I.: 1979, "A new method of very long-term prediction of solar activity", *Solar -terrestrial prediction proceedings* **2**, 258-263 ADS:1979stp.....2..258O
- Paternò L., Spadaro D., Zappalà R. A., Zuccarello F.: 1991, "Angular momentum transport by Reynolds stresses determined from the analysis of 100-year sunspot motions and its variations with solar cycle", *Astronomy and Astrophysics* **252**, 337-342 ADS:1991A&A...252..337P
- Penn M. J., Livingston W.: 2006, "Temporal changes in sunspot umbral magnetic fields and temperatures", *The Astrophysical Journal* **649**, L45-L48 doi:10.1086/508345, ADS:2006ApJ...649L..45P
-

-
- Penn M. J., Livingston W.: 2011, "Long-term evolution of sunspot magnetic field", *IAUS* **273**, 126-133 doi:10.1017/S1743921311015122, ADS:2011IAUS..273..126P
- Pesnell W. D.: 2012, "Solar Cycle Predictions", *Solar Physics* **281**(1), 507-532 doi:10.1007/s11207-012-9997-5, ADS:2012SoPh..281..507P
- Petrovay K., Forgács-Dajka E.: 2002, "The role of active regions in the generation of torsional oscillations", *Solar Physics* **205**(1), 39-52 doi:10.1023/A:1013833709489, ADS:2002SoPh..205...39P
- Pulkkinen P., Tuominen I.: 1998, "Velocity structures from sunspot statistics in cycles 10 to 22. II. Latitudinal velocity and correlation functions", *Astronomy and Astrophysics* **332**, 755-760 ADS:1998A&A...332..755P
- Ribes E., Mein P., Mangeney A.: 1985, "A large-scale meridional circulation in the convective zone", *Nature* **318**, 170-171 doi:10.1038/318170a0, ADS:1985Natur.318..170R
- Rüdiger G., von Rekowski B., Donahue R. A., Baliunas S. L.: 1998, "Differential rotation and meridional flow for fast-rotating solar-type stars", *The Astrophysical Journal* **494**, 691-699 doi:10.1086/305216, ADS:1998ApJ...494..691R
- Schatten K. H.: 1990, "A solar cycle timing predictor - The latitude of active regions", *Solar Physics* **125**, 185-189 doi:10.1007/BF00154788, ADS:1990SoPh..125..185S
- Shirley J. H.: 2006, "Axial rotation, orbital revolution and solar spin-orbit coupling", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **368**, 280-282 doi:10.1111/j.1365-2966.2006.10107.x, ADS:2006MNRAS.368..280S
- Shirley J. H.: 2009, "Have we entered a 21st century prolonged minimum of solar activity? Updated implications of a 1987 prediction", *Bulletin of the American Astronomical Society* **41**, 826 ADS:2009SPD....40.1108S
- SIDC-team: 1874-2010, "The International Sunspot Number", *Monthly Report on the International Sunspot Number*, online katalógus, megtalálható: <http://www.sidc.be/sunspot-data/>
- Snodgrass H.: 1985, "Solar torsional oscillations: a net pattern with wavenumber 2 as an artifact", *The Astrophysical Journal* **291**, 339-343 doi:10.1086/163073, ADS:1985ApJ...291..339S
-

-
- Snodgrass H. B.: 1987, "Torsional oscillations and the solar cycle", *Solar Physics* **110**(1), 35-49 doi:10.1007/BF00148200, ADS:1987SoPh..110...35S
- Snodgrass H. B., Wilson P. R.: 1987, "Solar torsional oscillations as a signature of giant cells", *Nature* **328**, 696-699 doi:10.1038/328696a0, ADS:1987Natur.328..696S
- Sokoloff D., Nesme-Ribes E.: 1994, "The Maunder minimum: a mixed-parity dynamo mode?", *Astronomy and Astrophysics* **288**, 293-298 ADS:1994A&A...288..293S
- Spruit H.: 1981, "Motion of magnetic flux tubes in the solar convection zone and chromosphere", *Astronomy and Astrophysics* **98**, 155-160 ADS:1981A&A....98..155S
- Spruit H. C.: 2003, "Origin of the torsional oscillation pattern of solar rotation", *Solar Physics* **213**, 1-21 doi:10.1023/A:1023202605379, ADS:2003SoPh..213....1S
- Schüssler M.: 1981, "The solar torsional oscillation and dynamo models of the solar cycle", *Astronomy and Astrophysics* **94**, L17-L18 ADS:1981A&A....94L..17S
- Schüssler M., Rempel M.: 2005, "The dynamical disconnection of sunspots from their magnetic roots", *Astronomy and Astrophysics* **441**, 337-346 doi:10.1051/0004-6361:20052962, ADS:2005A&A...441..337S
- Sivaraman K. R., Gupta S. S., Howard R. F.: 1999, "Measurement of Kodaikanal white-light images - IV. Axial Tilt Angles of Sunspot Groups", *Solar Physics* **189**, 69-83 doi:10.1023/A:1005277515551, ADS:1999SoPh..189...69S
- Svalgaard L.: 2012, "How well do we know the sunspot number?", *IAUS* **286**, 27-33 doi:10.1017/S1743921312004590, ADS:2012IAUS..286...27S
- Temmer M., Rybák J., Bendík P., Veronig A., Vogler F., Otruba W., Pötzi W., Hanslmeier A.: 2006, "Hemispheric sunspot numbers R_n and R_s from 1945-2004: catalogue and N-S asymmetry analysis for solar cycles 18-23", *Astronomy and Astrophysics* **447**, 735-743 doi:10.1051/0004-6361:20054060, ADS:2006A&A...447..735T
- Ulrich R. K.: 2009, "Synoptic map", megtalálható: http://ulrich.astro.ucla.edu/Big_web_images/torsional_data/zon_vel.jpg
- Ulrich R. K., Boyden J. E.: 2005, "The solar surface toroidal magnetic field", *The Astrophysical Journal* **620**, L123-L127 doi:10.1086/428724, ADS:2005ApJ...620L.123U

-
- Usoskin I. G., Mursula K., Kovaltsov G. A.: 2001, "Was one sunspot cycle lost in late XVIII century", *Astronomy and Astrophysics* **370**, L31-L34 doi:10.1051/0004-6361:20010319, ADS:2001A&A...370L..31U
- Van Driel-Gesztelyi L., Petrovay K.: 1990, "Asymmetric flux loops in active regions", *Solar Physics* **126**, 285-298 doi:10.1007/BF00153051, ADS:1990SoPh..126..285V
- Waldmeier M.: 1935, "Neue Eigenschaften der Sonnenfleckenkurve", *Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zürich* **14**, 105-136 ADS:1935MiZur..14..105W
- Waldmeier M.: 1939, "Die Zonenwanderung der Sonnenflecken", *Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zürich* **14**, 470-481 ADS:1939MiZur..14..470W
- Waldmeier M.: 1971, "The asymmetry of solar activity in the years 1959-1969", *Solar Physics* **20**, 332-344 doi:10.1007/BF00159763, ADS:1971SoPh...20..332W
- Wilson I. R. G., Carter B. D., Waite I. A.: 2008, "Does a spin-orbit coupling between the Sun and the Jovian planets govern the solar cycle?", *Publications of the Astronomical Society of Australia* **25**, 85-93 doi:10.1071/AS06018, ADS:2008PASA...25...85W
- Wilson R. M., Hathaway D. H.: 2005, "On the relation between spotless days and the sunspot cycles", NASA/TP-2005-213608 http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20050165094_2005165730.pdf
- Ward F.: 1965, "The general circulation of the solar atmosphere and the maintenance of the equatorial acceleration", *The Astrophysical Journal* **141**, 534-548 doi:10.1086/148143, ADS:1965ApJ...141..534W
- Yamamoto T. T.: 2012, "The area asymmetry in bipolar magnetic fields", *Astronomy and Astrophysics* **539**, id.A13 doi:10.1051/0004-6361/201014951, ADS:2012A&A...539A..13Y
- Yoshimura H.: 1981, "Torsional oscillations and the solar cycle", *The Astrophysical Journal* **247(1)**, 1102-1112 doi:10.1086/159120, ADS:1981ApJ...247.1102Y
- Zhang L., Mursula K., Usoskin I.G.: 2013, "Consistent long-term variation in the hemispheric asymmetry of solar rotation", *Astronomy and Astrophysics* **552**, A84- doi:10.1051/0004-6361/201220693, ADS:2013A&A...552A..84Z
- Zhao J., Kosovichev A. G.: 2004, "Torsional oscillation, meridional flows, and vorticity inferred in the upper convection zone of the sun by time-distance helioseismology", *The Astrophysical Journal* **603(2)**, 776-784 doi:10.1086/381489, ADS:2004ApJ...603..776Z

Zolotova N. V., Ponyavin D. I.: 2006, "Phase asynchrony of the north-south sunspot activity", *Astronomy and Astrophysics* **449**, L1-L4 doi:10.1051/0004-6361:200600013, ADS:2006A&A...449L...1Z

Köszönetnyilvánítás

Köszönöm témavezetőmnek, Ludmány Andrásnak a közös munkát, amely alatt megtanulhattam, hogy a negatív eredmény is eredmény, mely néha sokkal érdekesebb kérdések feltevésére készítet. Köszönöm a segítségét és a tanácsait, melyek hozzájárultak a dolgozatom létrejöttéhez.

Köszönettel tartozom kollégáimnak, hogy ha kellett, segítséget nyújtottak számítástechnikai kérdésekben.

Köszönöm a családomnak, hogy biztosították a nyugodt és szeretetteljes háttérrel, amely elengedhetetlen volt ahhoz, hogy a kutatással tudjak foglalkozni.

Összefoglaló Dolgozatomban a mágneses- és sebességterek kapcsolatait vizsgáltam. A mágneses terek jellemzésére napfoltok és foltcsoportok adatait használtam.

A torziós oszcilláció előretartó és lemaradó sávjainak helye jó egyezést mutat a Spörer-diagram aktivitási mintázatával. A előrehaladó és lemaradó sávok közötti nyírási vonal kb. a napfolteloszlás közepén helyezkedik el. Ennek alapján olyan modellre következtethetünk, mely szerint a feláramlás körbefolyja a tóruszt, és az afölött keletkező áramlás a Coriolis-hatás révén lemaradó és előrehaladó áramot hoz létre.

A foltcsoportok azimutális és meridionális irányú elmozdulásainak korrelációja a Coriolis-hatást tükrözi. Ezt a vizsgálatot évenként elvégezve azt kaptam, hogy a korreláció szélességfüggése a maximum felé haladva erősödik, és eltűnik a leszálló ágon. A korreláció szélességfüggése maximum körül lecsökken, ennek magyarázata egyelőre nem ismert, sem a Gnevyshev-bemélyedés, sem a pólusváltás nem magyarázza.

A félgömbi ciklusok fáziskülönbségeinek viselkedésében egy hosszú távú változást mutatam ki, mely szerint 4 ciklusonként váltakozik a déli és északi félgömb ciklusának időbeli vezető szerepe. A jelenségre vonatkozó korábbi irodalmi utalások korlátozott adatokon és időszakokon alapultak, az én munkám három különböző adatbázist és három különböző módszert használ, és minden korábbinál hosszabb, 14 ciklusnyi időszakra vonatkozik. A félgömbi ciklusok fáziskülönbségei nem mutatnak szignifikáns összefüggést relatív erősségükkel, ami azt jelzi, hogy a fáziskülönbség nem jelenti az egyik félgömb domináns szerepét a globális ciklus lefolyásában.

A debreceni SDD napfoltkatalógus segítségével elsőként nyílt alkalmam foltcsoportok fejlődését és morfológiáját nagy számú mintán vizsgálni. Eredményeim: i) a foltcsoportok fejlődési sebessége arányos maximális területükkel, és a vezető részeké nagyobb; ii) a követő rész korábban éri el kisebb maximumális területét, mint a vezető rész; iii) a vezető rész kevesebb, de nagyobb területű foltot tartalmaz, mint a követő; iv) a vezető–követő részek távolsága logaritmikusan területfüggő; v) a foltcsoportok hosszirányú elmozdulása előre mutató és a vezető részeké jelentősebb, illetve nagyobb foltcsoportoknál nagyobb mértékű.

A pozitív/negatív dőlésszögű foltcsoportok aránya a napciklus elején 2-3 körüli, míg a leszálló ágon 1 felé közelít. Az állandó szélességen mért dőlésszögek ciklusfüggetlensége azt jelzi, hogy a jelenségben nem a toroidális tér feltekeredése, hanem a Coriolis-hatás játszik szerepet.

Adataink segítségével különböző módszereket követve becslést tettem a 24. ciklus maximumára és időpontjára. Diagnosztikai eszközként a minimumbeli foltmentes napok számát és a kezdőszélességet használtam. E módszerek alapján a 24. ciklus maximuma havi átlagban 34–51 foltcsoportra, időpontja 2013 májusára becsülhető.

Summary In my thesis I studied the connections between the magnetic and velocity fields. Data of sunspots and sunspot groups were used for the study of the magnetic fields. The prograde and retrograde belts of the torsional oscillation has a remarkable spatial correlation with the Spörer–diagram of the sunspot activity. The shearing line between them is at about the center of the sunspot distribution. This allows to suggest a model in which the outward streams flow around the torsional magnetic field, they converge above it and the Coriolis–effect produces the torsional belts.

The correlation of the azimuthal and meridional shifts of sunspot groups reflects the Coriolis–effect. I studied this for all years and I found that the latitudinal dependence of the correlation increases toward the maximum and disappeared on the declining phase, and almost disappeared at the times of maxima. The explication is still unknown, I only found that neither the Gnevyshev–gap nor the re-polarization of the poloidal field can be responsible for that.

The phase lags of hemispheric cycles exhibit a long-term variation: the temporal leading roles of the northern and southern hemispheric cycles alternate by four Schwabe-cycles. The earlier hints to this behaviour in the literature were restricted, I managed to point out this variation over the longest possible time–scale (14 cycles) by three independent methods and three independent datasets. This variation has no connection with the relative intensities of the hemispheric cycles, the temporal leading does not imply a driving role.

This was the first time that the study of the development and morphology of sunspot groups became possible on a large sample, thanks to the SDD catalogue of Debrecen. Results: i) the rate of development of sunspot groups is proportional to their maximum area, it is higher in the leading part; ii) the following parts reach their, usually lower, maximum about one day earlier than the leading parts; iii) the leading parts usually contain fewer and larger spots than the following parts; iv) the leading-following distance depends logarithmically on the maximum area; v) the longitudinal displacement of the developing sunspot groups is mostly a forward motion, the shift of the leading part is larger and it is more significant in the larger groups.

The ratio of the positive/negative tilts is about 2–3 in the first half of the cycle, while it converges to 1 on the declining phase. The tilts do not exhibit cyclic dependence in a constant latitude, this implies the impact of the Coriolis–effect instead of the wind-up of the toroidal field.

Attempts were made to estimate the properties of cycle 24 by using different methods: the number of spotless days in minimum, as well as the starting latitude of the cycles. The results were between 34 and 51 monthly mean group numbers for the maximum of cycle 24, and May 2013 for its time.